



HAL
open science

Dynamique de mésoéchelle et interaction avec un upwelling côtier : cas d'étude au nord du Golfe de Guinée

Abdoul Karim Thiam

► **To cite this version:**

Abdoul Karim Thiam. Dynamique de mésoéchelle et interaction avec un upwelling côtier : cas d'étude au nord du Golfe de Guinée. Hydrologie. Université de Toulouse, 2025. Français. ⟨NNT : 2025TLSES219⟩. ⟨tel-05573487⟩

HAL Id: tel-05573487

<https://theses.hal.science/tel-05573487v1>

Submitted on 31 Mar 2026

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

Doctorat de l'Université de Toulouse

Dynamique de mésoéchelle et interaction avec un upwelling
côtier : cas d'étude au nord du Golfe de Guinée

Thèse présentée et soutenue, le 8 décembre 2025 par

Abdoul Karim THIAM

École doctorale

SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace

Spécialité

Océan, Atmosphère, Climat

Unité de recherche

LEGOS - Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiale

Thèse dirigée par

Isabelle DADOU

Composition du jury

M. Xavier CARTON, Président, Université de Bretagne Occidentale

M. Xavier CAPET, Rapporteur, CNRS Paris-Centre

Mme Sabrina SPEICH, Rapporteur, ENS-PSL

M. Malick WADE, Examineur, Université Gaston Berger de Saint-Louis

M. Bamol Ali SOW, Examineur, Université Assane Seck de Ziguinchor

Mme Isabelle DADOU, Directrice de thèse, Université de Toulouse

Membres invités

M. Gaël ALORY, Université de Toulouse

M. Yves MOREL, CNRS Occitanie Ouest

RÉSUMÉ (FR)

Cette thèse s'intéresse à la dynamique de mésoéchelle et son impact sur l'upwelling côtier dans le nord du Golfe de Guinée (NGG). Deux aspects de cette dynamique sont étudiés : la dynamique non linéaire associée aux tourbillons et la dynamique linéaire intra-saisonnière liée aux ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) et aux ondes côtières piégées (CTWs) forcées depuis l'équateur. L'étude repose principalement sur une simulation régionale réaliste à haute résolution ($1/36^\circ$) du modèle NEMO couvrant la période 2007–2017, validée avec des observations satellites et *in situ*. Le modèle reproduit correctement les caractéristiques physiques et dynamiques du NGG, notamment durant la saison d'upwelling (juillet–octobre, JASO).

La détection des tourbillons a permis d'identifier 38 trajectoires cycloniques et 35 anticycloniques dans le modèle, contre 22 et 34 à partir de l'altimétrie. Les cyclones se forment près des cellules d'upwelling (Côte d'Ivoire, Ghana), tandis que les anticyclones apparaissent plus au large. Les rayons moyens des cyclones et anticyclones sont respectivement de 95 km et 125 km, pour des durées de vie de l'ordre du mois et des amplitudes de 1 à 2 cm. La quasi-totalité (98 %) des anticyclones simulés résultent d'instabilités barotropes, alors que 26 % des cyclones sont liés à des instabilités baroclines. De plus, les cyclones formés dans la cellule d'upwelling du Ghana naissent en début (juillet) et en fin (septembre–octobre) de saison d'upwelling. Deux cas représentatifs étudiés en 2016 par analyse lagrangienne du bilan de vorticité potentielle, montrent que le mélange diapycnal est le mécanisme dominant de génération de ces tourbillons.

Pour évaluer un potentiel impact des tourbillons sur l'upwelling côtier, un cyclone de surface quasi stationnaire (14 juillet–13 août 2016) détecté au Ghana, est étudié. Avec un rayon de 73 km et une amplitude de 2 cm, ce cyclone piège des eaux initialement froides (23°C) et salées (35.6) issues des cellules d'upwelling. Ensuite, ces eaux se réchauffent et se dessalent progressivement en se mélangeant avec les eaux chaudes et moins salées du large. Ce cyclone présente un double effet : (i) du 14 au 26 juillet, il renforce l'upwelling en advectant les eaux froides vers le large ; (ii) du 27 juillet à sa dissipation, il l'inhibe en ramenant vers la côte des eaux plus chaudes. Ainsi, à l'échelle intra-saisonnière, les tourbillons peuvent renforcer ou affaiblir l'upwelling côtier.

La dynamique linéaire des EKWs et CTWs intra-saisonnières est également étudiée. L'analyse fréquentielle de l'anomalie du niveau de la mer (SLA) dans les guides d'ondes équatorial, Biafra et NGG montre que l'essentiel de l'énergie intra-saisonnière est concentré dans la bande 40–80 jours, avec un maximum autour de 58 jours. Les EKWs se propagent vers l'est le long de l'équateur à une vitesse de phase de $1.28\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, puis une partie de leur énergie se transforme en CTWs se propageant vers le nord le long de la côte à une vitesse de phase de $0.85\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les CTWs de downwelling atteignent la cellule d'upwelling du Ghana environ 22 jours après le pic des EKWs de downwelling à 0°E , générant une anomalie de SLA $> 1\text{ cm}$ et un réchauffement de 0.5°C près de la thermocline et 0.3°C à la base de la couche de mélange. L'anomalie de température de surface de l'océan associée, reste faible à cause des pertes de chaleur vers l'atmosphère ($8\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$).

Le bilan thermique dans la cellule d'upwelling du Ghana indique que 92 % du réchauffement en subsurface sont expliqués par l'advection verticale. Dans l'advection verticale, 63 % sont dues à l'advection de la température basse fréquence par l'anomalie de vitesse verticale induite par la CTW ; et les 37 % restants proviennent de l'advection de l'anomalie de température associée à la CTW par la vitesse verticale basse fréquence.

En Côte d'Ivoire, la signature de la CTW de downwelling est modulée par son interaction avec un tourbillon anticyclonique préexistant.

Cette thèse met en évidence le rôle clé des tourbillons et des ondes dans la variabilité intra-saisonnière de l'upwelling côtier dans le NGG.

Mots-clés : Dynamique mésoéchelle, Tourbillon, Onde côtière piégée, Upwelling, Golfe de Guinée, Modélisation numérique.

ABSTRACT (EN)

This thesis investigates mesoscale dynamics and its impact on coastal upwelling in the northern Gulf of Guinea (NGG). Two key aspects are addressed : the nonlinear dynamics associated with mesoscale eddies and the intra-seasonal linear dynamics related to equatorial Kelvin waves (EKWs) and coastal trapped waves (CTWs) forced from the equator. The study relies on a high-resolution ($1/36^\circ$) realistic regional simulation with the NEMO model covering 2007–2017, validated against satellite and *in situ* observations. The model accurately reproduces the main physical and dynamical features of the region, particularly during the main upwelling season (July–October, JASO). Eddy detection identified 38 cyclonic and 35 anticyclonic trajectories in the model, compared to 22 and 34 from altimetry. Cyclones mainly form near the Ivorian and Ghanaian upwelling cells, while anticyclones occur farther offshore. Mean radii are 95 km for cyclones and 125 km for anticyclones, with lifetimes of about one month and amplitudes of 1–2 cm. Almost all (98%) simulated anticyclones result from barotropic instabilities, whereas 26% of cyclones are linked to baroclinic instabilities. In the Ghanaian upwelling cell, cyclones form primarily at the beginning (July) and end (September–October) of the upwelling season. Two representative cases analyzed in 2016 using a Lagrangian potential vorticity (PV) budget show that diapycnal mixing is the dominant generation mechanism.

To assess eddy potential influence on upwelling, a quasi-stationary surface cyclone (July 14–August 13, 2016) detected in the Ghanaian upwelling cell, is studied. With a radius of 73 km and amplitude of 2 cm, this cyclone traps cold (23°C), salty (35.6) waters from the upwelling cells. These waters gradually warmed and freshened through mixing with offshore waters. This eddy had a dual effect : (i) from July 14–26, it reinforced upwelling by exporting cold water offshore ; (ii) from July 27 until dissipation, it weakened upwelling by advecting warm offshore waters toward the coast. Thus, at intra-seasonal scales, eddies can either strengthen or inhibit coastal upwelling.

The linear dynamics of intra-seasonal EKWs and CTWs is also examined. Frequency analysis of sea level anomalies (SLA) in equatorial, Biafra, and NGG waveguides revealed that most intra-seasonal energy is concentrated within the 40–80 day band, peaking near 58 days. EKWs propagate eastward along the equator at phase speed of $1.28 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, with part of their energy transforming into CTWs propagating northward along the coast at phase speed of $0.85 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Downwelling CTWs reach the Ghana upwelling cell about 22 days after the downwelling EKWs peak at 0°E , generating SLA anomalies $> 1 \text{ cm}$ and subsurface warming up to 0.5°C near the thermocline and 0.3°C at the mixed layer base. The associated sea surface temperature anomaly remains weak due to surface heat loss to the atmosphere ($8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$).

The heat budget in the Ghanaian upwelling cell indicates that 92% of subsurface warming is due to vertical advection. Of this, 63% result from low-frequency temperature advected by CTW-induced vertical velocity, while the remaining 37% arises from CTW-induced temperature advected by low-frequency vertical velocity. In Côte d'Ivoire, the signature of the downwelling CTW is modulated by its interaction with a pre-existing anticyclonic eddy.

This thesis highlights the key role of mesoscale dynamics, both eddy-driven and wave-driven, in shaping the intra-seasonal variability of the coastal upwelling in the northern Gulf of Guinea.

Keywords : Mesoscale Dynamics, Eddy, Coastal trapped wave, Upwelling, Gulf of Guinea, Numerical modelling.

Acronymes

ACT	Atlantic Cold Tongue
ADT	Absolute Dynamics Topography
AMOC	Atlantic Meridional Overturning Circulation
APE	Available Potential Energy
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy
cSEC	central South Equatorial Current
CROCO	Coastal and Regional Ocean Community Model
CTWs	Coastal Trapped Waves
CWT	Continuous Wavelet Transform
EBUS	Eastern Boundary Upwelling System
EKE	Eddy Kinetic Energy
EKWs	Equatorial Kelvin Waves
ERWs	Equatorial Rossby Waves
EUC	Equatorial Under Current
FCT	Flux Corrected Transport scheme
GC	Guinea Current
GG	Golfe de Guinée
GLS	Generic Length Scale
GUC	Guinea Under Current
ITCZ	Intertropical Convergence Zone
JASO	Juillet-Août-Septembre-Octobre
JJASO	Juin-Juillet-Août-Septembre-Octobre
MLD	Mixed Layer Depth
MODIS	Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
MUR	Multi-scale Ultra-high Resolution
NEMO	Nucleus for European Modeling of the Ocean
NGG	Nord du Golfe de Guinée
NWPS	Normalised Wavelet Power Spectrum
nSEC	northern South Equatorial Current
OISST	Optimum Interpolation Sea Surface Temperature
OSTIA	Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis
Parcels	Probably A Really Computationally Efficient Lagrangian Simulator
PROPAO	Programme de Recherche en Océanographie Physique en Afrique de l'Ouest
PSD	Power Spectral Density
PV	Vorticité Potentielle
PVa	Anomalie de Vorticité Potentielle
SLA	Sea Level Anomaly

SMAP	Soil Moisture Active Passive
SMOS	Soil Moisture Ocean Salinity
SST	Sea Surface Temperature
SSS	Sea Surface Salinity
STAs	Sea Temperature Anomalies
STA	Sea Temperature Anomaly
SSTA	Sea Surface Temperature Anomaly
STD	Standard Deviation
SWOT	Surface Water and Ocean Topography
TAO	Tropical Atlantic Ocean
UBS	Upstream Biased Scheme
WAM	West African Monsoon
WOA18	World Ocean Atlas, 2018

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement ma **directrice de thèse, Isabelle Dadou**, pour son accompagnement tout au long de ces trois années de doctorat. Je lui suis profondément reconnaissant pour le suivi rigoureux de mes travaux, pour m'avoir placé dans des conditions de travail optimales en veillant à la disponibilité de tous les moyens logistiques nécessaires (ordinateur, disques de stockage, etc.), ainsi que pour le soutien financier apporté à ma participation à plusieurs conférences, me permettant d'échanger avec la communauté scientifique. Au-delà de l'encadrement scientifique, je la remercie sincèrement pour son attention bienveillante et sa préoccupation constante pour mon bien-être. Merci pour tout.

Je souhaite également remercier mes **co-encadrants de thèse, Gaël Alory et Yves Morel**.

À **Gaël**, merci de m'avoir accueilli au LEGOS dès mon master et de m'avoir initié à la dynamique du Golfe de Guinée. Ce fut un réel plaisir de travailler à tes côtés.

À **Yves Morel**, travailler avec toi a été pour moi l'une de mes plus belles expériences, tant sur le plan scientifique que humain. Tu ne peux imaginer à quel point tu as influencé positivement mes activités de recherche au cours de ces dernières années. J'ai énormément appris à tes côtés, et cela me marquera durablement.

Je remercie également mes **collaborateurs au LEGOS**, en particulier **Guillaume Morvan**, pour son aide précieuse sur les aspects de modélisation, et **Serena Illig**, avec qui ce fut un réel plaisir de collaborer. Merci pour ta disponibilité et ta bienveillance.

Mes remerciements vont aussi à mes **collaborateurs du GEOMAR, Peter Brandt et Rodrigue Anicet Imbol Koungue**, pour leur accueil chaleureux et les échanges scientifiques enrichissants au sein du laboratoire.

Je remercie également les membres du jury pour la richesse et la diversité des échanges durant la soutenance : **Xavier Carton, Xavier Capet, Sabrina Speich, Malick Wade, Bamol Ali Sow**.

Je tiens enfin à remercier mes amis, et collègues pour leur soutien et ces années partagées : Marc Kakante Mendy, Khodja Sadji Ndiaye, Micaël Aguedjou, Clément Le Goff, Camille Cardot, Adrien Garinet, Fernand Assene, Lucrèce Djeumeni, Benjamin Kitambo, Brahim, Gwendal Maréchal, Dame Gueye, Sé mou Diouf, Pape Fall, Mamadou Thiam, et tous ceux que je n'ai pas cités mais qui ont contribué à rendre cette expérience magnifique.

Je termine en adressant mes plus profonds remerciements à ma famille : mon père, ma mère, ainsi que mes petits frères et sœurs, pour leur soutien indéfectible depuis le début de mon parcours. Je ne saurais jamais assez vous remercier pour tout ce que vous m'avez apporté. Je vous dédie cet accomplissement.

Table des matières

Acronymes	v
Remerciements	vii
Table des matières	ix
Table des figures	xi
I Introduction Générale	1
I.1 Dynamique atmosphérique dans le TAO : vent et précipitation	2
I.2 Le Golfe de Guinée et sa dynamique	4
I.2.1 La circulation océanique dans le GG	4
I.2.2 Variabilité de la SST dans le GG : upwelling équatorial et côtier	6
I.3 Les enjeux climatiques et sociétaux de l'upwelling du NGG	8
I.4 Comment se forme l'upwelling du NGG ?	10
I.5 Dynamique de mésoéchelle	12
I.5.1 Dynamique de mésoéchelle non-linéaire : tourbillons	12
I.5.1.1 Caractéristiques générales des tourbillons de mésoéchelle	12
I.5.1.2 Comment sont formés les tourbillons de mésoéchelle ?	16
I.5.1.3 Tourbillons dans l'océan Atlantique tropical (TAO)	17
I.5.2 Dynamique de mésoéchelle linéaire : EKWs et CTWs	20
I.5.2.1 Caractérisation des ondes linéaires équatoriales et des CTWs	21
I.5.2.2 EKWs et CTWs dans le TAO	24
I.6 Objectifs de la Thèse	26
II Modèle, Données et Méthodes	27
II.1 Modèle NEMO	27
II.1.1 Configuration Réaliste	29
II.1.2 Configuration idéalisée ou académique	30
II.2 Données satellitaires et <i>in situ</i> utilisées pour la validation du modèle	32
II.2.1 Données de température de l'océan :	32
II.2.2 Données de salinité	33
II.2.3 Courants de surface et hauteur dynamique absolue	34
II.3 Méthodes	34
II.3.1 Diagnostic des tourbillons de mésoéchelle	34
II.3.1.1 Algorithme de détection de tourbillon de mésoéchelle	34
II.3.1.2 Diagnostics liés à la vorticité potentielle	35
II.3.1.3 Critère d'instabilité barotrope/barocline	39
II.3.1.4 Suivi Lagrangien de particules	40
II.3.1.5 Bilan thermique dans la couche de mélange	41
II.3.2 Diagnostic des ondes	43
II.3.2.1 Guides d'ondes : Equateur, Biafra, NGG	43

II.3.2.2	Procédure de filtrage, densité spectrale d'énergie et décomposition en ondelettes	43
II.3.2.3	Composites	46
II.3.2.4	Bilan thermique et décomposition de l'advection verticale	48
III	Interaction tourbillon et upwelling Côtier au Nord du Golfe de Guinée	51
III.1	Contexte et Objectifs	51
III.2	Résumé de l'article	53
Article :	Thiam et al. (2024)	54
III.3	conclusion et perspectives	77
IV	Impacts des ondes intra-saisonniers piégées à la côte, forcées depuis l'équateur, sur l'upwelling côtier au Nord du Golfe de Guinée	79
IV.1	Contexte et Objectifs	79
IV.2	Résumé de l'article	81
Article :	Thiam et al. (2025)	82
IV.3	Conclusion et perspectives	110
V	Bilan de vorticité potentielle dans un processus de génération de tourbillon dans le Nord du Golfe de Guinée	113
V.1	Contexte et objectifs	113
V.2	Mécanisme de Génération de Tourbillon : Simulation idéalisée	114
V.2.1	Approche eulérienne	117
V.2.2	Approche Lagrangienne	118
V.3	Mécanisme de Génération de Tourbillon : Simulation réaliste	120
V.3.1	Génération du cyclone <i>CJ</i>	121
V.3.2	Génération du cyclone <i>CS</i>	124
V.4	Conclusion et Perspectives	126
VI	Conclusion générale et Perspectives	129
	Bibliographie	137

Table des figures

I.1	Moyennes mensuelles des précipitations (ombrage coloré, en cm/mois) et des vents de surface (flèches noires) pour (a) février et (b) juillet dans l’océan Atlantique tropical (TAO) sur la période 2010–2016. Les précipitations proviennent des données du <i>Tropical Rainfall Measuring Mission</i> , (TRMM) 3B42, tandis que les vents sont issus des observations satellites ASCAT. La zone de convergence intertropicale (ITCZ) est représentée par la ligne horizontale bleue, indiquant sa position moyenne pour chaque mois. Les zones de haute pression (HP) représentant les anticyclones des Açores au nord et celui de Sainte-Hélène au sud, et de basse pression (BP) atmosphériques sont également indiquées. (Tiré de Aguedjou, 2022)	3
I.2	Représentation schématique des conditions moyennes en Juillet-Août-Septembre (moyenne sur la période 2007–2017) : la température de surface de la mer (SST, en ombrage, issue des données OISST), le vent de surface (flèches noires, données du satellite ASCAT, représentant la mousson ouest-africaine), la position moyenne de la zone de convergence intertropicale (ITCZ, courbe noire en tirets) et les principaux courants océaniques (flèches grises) dans le nord du Golfe de Guinée : le courant de Guinée (GC), le sous-courant de Guinée (GUC), le sous-courant équatorial (EUC), ainsi que les branches nord et centrale du courant sud-équatorial (nSEC et cSEC). La position moyenne de l’ITCZ (<i>Intertropical Convergence Zone</i>), caractérisée par le maximum de précipitations, est déterminée à partir des données satellites de précipitation (produit 3B42 de la mission <i>Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM)</i> Multi-satellite Precipitation Analysis, TMPA), distribuées par la NASA (https://disc.gsfc.nasa.gov/), et se situe autour de 9°N dans la zone étudiée en été.	5
I.3	(a) Diagramme Hovmöller latitude-temps de la SST issue de OISST, moyennée entre 10°W et 5°W ; (b) Diagramme Hovmöller longitude-temps de la SST issue de OISST, moyennée dans les 25 premiers kilomètres à partir de la côte nord du Golfe de Guinée, du Liberia au Bénin. Le contour noir représente l’isotherme 25°C, utilisé comme seuil pour définir l’upwelling. Les lignes verticales en pointillés indiquent les positions du cap Palmas (frontière Liberia–Côte d’Ivoire) et du cap Three Points (Ghana). La climatologie mensuelle de la SST est calculée sur la période 2007–2017.	7
I.4	Observations pour les mois de mai (a), juin (b) et juillet (c) sur la période 2008–2017 : SST représentée en dégradé de couleurs bleu–vert–rouge et précipitations issues de la mission <i>Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM)</i> , supérieures à 4 mm.day ⁻¹ (ombrage gris). Source : de Coëtlogon et al. (2023).	8
I.5	Représentation schématique des principaux mécanismes de formation de l’upwelling côtier au Nord du Golfe de Guinée.	10
I.6	Échelles temporelles et spatiales associées à différents processus océaniques. Source : Nichols and Raghukumar (2020).	13
I.7	Structure verticale des quatre catégories de tourbillons de mésoéchelle selon Assassi et al. (2016). (a, b) Anticyclones de subsurface et de surface ; (c, d) Cyclones de subsurface et de surface. Les courbes représentent les isopycnes de densité ρ , tandis que les zones colorées indiquent l’anomalie de vorticité potentielle (PVa) négative (bleu) et positive (rouge) associée au cœur du tourbillon dans l’hémisphère nord.	14

I.8	Exemple de la structure verticale des anomalies de température, salinité, chlorophylle et de SLA induites par un tourbillon anticyclonique (AE) et cyclonique (CE). (a-d) Anomalies de température et de salinité. Le contour noir indique la limite du tourbillon, le point magenta représente son centre et la ligne verticale magenta relie les centres à différentes profondeurs (Shee et al., 2024). (e) Schéma illustrant la modulation du maximum de chlorophylle de subsurface (SCM), de l'azote inorganique dissous (DIN) et de la production primaire (Xu et al., 2023).	15
I.9	Climatologie annuelle des propriétés des tourbillons détectés par altimétrie dans l'océan Atlantique tropical. Seuls les tourbillons dont le rayon, l'amplitude et la durée de vie dépassent respectivement 30 km, 1 cm et 30 jours sont considérés : (a) nombre de tourbillons, (b) amplitude en SLA, (c) rayon moyen des tourbillons avec une représentation schématique des principaux courants du TAO (BC/NBC : courant (nord) brésilien, NBUC : sous-courant nord-brésilien, sSEC : branche sud du courant sud équatorial, NECC : contre-courant nord équatorial, NEC : courant nord équatorial), et (d) énergie cinétique turbulente associée (EKE). Source : Aguedjou et al. (2019).	18
I.10	Distribution des tourbillons à cœur chaud et à cœur froid (a,b), et de leurs anomalies de SST induites (c,d) sur la période 2010–2017. Les courbes pleines et en pointillés représentent respectivement la position moyenne annuelle et les positions extrêmes de la ITCZ (<i>Zone de Convergence Intertropicale</i>) durant l'hiver (position sud) et l'été boréal (position nord). Les zones blanches correspondent aux régions où le nombre de tourbillons détectés par l'altimétrie est insuffisant pour interpoler le champ de SST. Source : Aguedjou et al. (2023).	19
I.11	Flux de chaleur latente associés aux tourbillons à cœur chaud (a) et à cœur froid (b). Source : Aguedjou et al. (2023).	20
I.12	Représentation schématique de la propagation des ondes équatoriales et côtières dans TAO. Les ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) se propagent vers l'est le long de l'équateur. Lorsqu'elles atteignent la côte africaine, une partie de leur énergie est piégée le long de la côte et se propage vers le nord et vers le sud sous forme d'ondes côtières piégées (CTWs). Le reste de l'énergie est réfléchi vers le bassin sous forme d'ondes de Rossby équatoriales (ERWs) se propageant vers l'ouest. Les régions numérotées correspondent à des guides d'ondes définis sur une bande de 1° de large : (1) guide d'onde équatorial (en magenta, 0.5°S – 0.5°N, considéré uniquement entre 10°W et la côte africaine) ; (2) guide d'onde de la baie de Biafra (en vert, 0.5°N – 4.7°N, 1° de large à partir de la côte) ; (3) guide d'onde du Nord du Golfe de Guinée (NGG, en noir, 10°W – 8.5°E, 1° de large à partir de la côte).	20
I.13	Diagramme de dispersion $\omega(k)$ adapté de Matsuno (1966) présentant les quatre classes d'ondes équatoriales : (i) ondes d'inertie-gravité se propageant vers l'ouest (pointillés noirs) et vers l'est (bleu), (ii) ondes de Rossby (noir plein), (iii) ondes de Rossby-gravité ou de Yanai (magenta), et (iv) ondes de Kelvin (rouge). Les valeurs de n représentent les modes méridiens. ω et k sont respectivement la fréquence et le nombre d'onde, adimensionnés. Un ω négative (positive) indique une propagation vers l'est (l'ouest).	23
I.14	Diagramme Hovmöller de la SLA intra-saisonnière, mettant en évidence la propagation des EKWs et CTWs le long de la côte nord et sud africaine. Source : Polo et al. (2008).	25
II.1	Domaine de la configuration, en ombrage la bathymétrie GEBCO (Marks et al., 2019), les contours en pointillé sont les isobathes -200,-3000 et -4000 m.	30

II.2	(a), vue horizontale du canal, avec un upwelling (downwelling) à la frontière nord (sud), W est le vent d'ouest d'intensité 8 m.s^{-1} . (b), profil vertical de la densité ρ à $t = 0$ qui est fonction de la température T , $\rho = \rho(T) = -0.28T + \rho_0$, avec $\rho_0 = 1030 \text{ kg.m}^{-3}$ (Source : Morel et al., 2023).	32
II.3	Cellule élémentaire où la PV est calculée selon Morel et al. (2019) : la PV est centré dans la cellule, et les différents composante de la vorticité relative ($\zeta^x, \zeta^y, \zeta^z$) centrées aux faces orthogonales à leur direction.	37
II.4	(a) PSD de la SLA dans les boîtes de guides d'ondes : (1) équatoriale (violet), (2) baie de Biafra (vert), et (3) NGG (noir). En ombrage est représentée la PSD de la SLA filtrée en passe-bande entre 40–80 jours. (b) Spectre en ondelettes normalisé (NWPS pour <i>Normalised Wavelet Power Spectrum</i>) de la SLA normalisée (en ombrage), les contours noirs fermés délimitent les NWPS significatifs à 90% selon un test χ^2 . Les zones hachurées délimitent le cône d'influence i.e. les zones affectée par les effets de bord (i.e. les début et fin de la série temporelle de la SLA normalisée). Les panneaux latéraux les plus à droite représentent les moyennes temporelles des NWPS dans les trois guides d'ondes (traits pleins), les lignes en pointillé sont les seuils de significativité à 90% du test χ^2	44
II.5	Composites de la SLA avec un filtre passe-bande de 40–80 jours, calculés dans la zone délimitée par le cadre blanc en pointillés de la figure I.12. Les lignes horizontales en pointillés rouges et bleues représentent respectivement les seuils de $1.8 \times STD_{SLA}$ et $-1.8 \times STD_{SLA}$, avec $STD_{SLA} = 0.44 \text{ cm}$. Les événements sélectionnés correspondent aux pics de SLA dépassant $1.8 \times STD_{SLA}$ pour les EKW de type downwelling (points rouges), et à ceux en dessous de $-1.8 \times STD_{SLA}$ pour les EKW de type upwelling (points bleus).	46
II.6	Diagramme de Hovmöller des composites de la SLA filtrée durant JJASO, pour P^+ (panneau de gauche) et P^- (panneau de droite), le long des guides d'ondes équatorial et NGG (en couleur et en isocontours de 0.1 cm). L'axe des ordonnées représente le décalage temporel par rapport au pic de l'amplitude de SLA ($Lag 0$) induite par la EKW dans la boîte de référence (-557 à 557 km), l'axe des abscisses indique la distance par rapport au point de référence ($0^\circ \text{ W}, 0^\circ \text{ N}$). Les lignes verticales pointillées sont les positions du cap Three Points (Ghana) et du cap Palmas (Côte d'Ivoire).	47
V.1	Simulation idéalisée : évolution pour les jours 1,4,14 de (1 ^{ère} colonne) l'anomalie de la PV isopycnale intégrée entre l'isopycne $1024.84 \text{ kg.m}^{-3}$ et la surface (\overline{PV}_a), (2 ^e colonne) la vorticité relative en surface $\zeta(z = 0)$, (3 ^e colonne) la coupe verticale de l'anomalie de PV (PV_a), et (4 ^e colonne) la coupe verticale de la vorticité relative (ζ) le long de la longitude $X = 210 \text{ km}$ (trait vertical noir en pointillés).	115
V.2	Suite de la Figure V.1 aux jours 19, 23 et 25	116
V.3	Évolution pour les jours 1, 4, 14 et 23 des coupes verticales le long de la longitude $X = 210 \text{ km}$. (1 ^{ère} colonne) Tendances locale de la PV $\delta_t PV$. (2 ^e colonne) Somme des tendances liées à la friction et au mélange (FricTrend+MixTrend). (3 ^e colonne) Contribution de la friction seule (FricTrend). (4 ^e colonne) Contribution du mélange seul (MixTrend). L'advection, bien que présente dans l'équation II.16, n'est pas représentée ici.	118

- V.4 Simulation lagrangienne en amont (backward). (a–c) Distribution spatiale des 1595 particules retenues, avec leurs positions initiales en rouge (jour 1) et leurs positions finales en bleu dans le tourbillon anticyclonique (jour 23). (d) Évolution de la PV_a moyenne sur ces particules présentant une corrélation positive entre $PVa_{\text{modél}}$ et $PVa_{\text{diagnostique}}$. La courbe bleue pleine représente $PVa_{\text{modél}}$, calculée à partir de la PV rescalée à laquelle on retranche la vorticité planétaire ($PVa_{\text{modél}} = PV_{\text{rescalée}} - f$). L'ombrage bleu indique l'écart-type sur l'ensemble des particules. La courbe rouge (verte) correspond à la contribution du mélange (friction), obtenue par intégration temporelle de leur tendance respective (équation II.15). La courbe bleue pointillée ($PVa_{\text{diagnostique}}$) est la somme des contributions du mélange et de la friction. (e) Même diagnostic que (d), mais appliqué uniquement aux 366 particules (soit 18 % des 2000 initialement injectées) dont la corrélation entre $PVa_{\text{modél}}$ et $PVa_{\text{diagnostique}}$ est supérieure à 0.9. 119
- V.5 (a) $\overline{PVa}_{\text{modél}}$ au jour 213 (31-07-2016), intégrée entre l'isopycne 1025.4 kg.m^{-3} et la surface (cf. équation II.13), le contour fermé en bleu et le point en jaune sont respectivement, le bord et le centre du tourbillon vus de l'algorithme de détection tourbillon à travers l'ADT du modèle (section II.3.1.1) ; (b) la $PVa_{\text{modél}}$ due à l'outcropping des isopycnes ; (c) coupe verticale de la $PVa_{\text{modél}}$ le long de la longitude 0.2°E, trait vert en pointillé sur (a), passant dans le cœur du cyclone. Les contours en pointillés sont les isopycnes ou iso-densité à des intervalles de 0.3 kg.m^{-3} 121
- V.6 Simulation lagrangienne en amont (backward). (a–c) Distribution spatiale des 1211 particules retenues, avec leurs positions initiales (jour 171) en rouge et leurs positions finales (jour 213) en bleu dans le tourbillon cyclonique. (d) Évolution de la PV_a moyenne sur ces particules présentant une corrélation positive entre $PVa_{\text{modél}}$ et $PVa_{\text{diagnostique}}$. La courbe bleue pleine représente $PVa_{\text{modél}}$, calculée à partir de la PV rescalée à laquelle on retranche la vorticité planétaire ($PVa_{\text{modél}} = PV_{\text{rescalée}} - f$). L'ombrage bleu indique l'écart-type sur l'ensemble des particules. La courbe rouge (verte, magenta) correspond à la contribution du mélange (friction verticale, friction latérale), obtenue par intégration temporelle de leur tendance respective (équation II.15). La courbe bleue pointillée ($PVa_{\text{diagnostique}}$) est la somme des contributions du mélange et de la friction. (e) et (f) Même diagnostic que (d), mais pour les particules qui viennent des cellules d'upwelling de la Côte d'Ivoire et du Ghana (e) à l'ouest de 0°, et du Bénin-Togo (f), à l'est de 0°. 122
- V.7 (a) $\overline{PVa}_{\text{modél}}$ au jour 300 (26-10-2016), intégrée entre l'isopycne 1025.4 kg.m^{-3} et la surface (cf. équation II.13), le contour fermé en bleu et le point en jaune sont respectivement, le bord et le centre du tourbillon vus de l'algorithme de détection tourbillon à travers l'ADT (section II.3.1.1) ; (b) la $PVa_{\text{modél}}$ due à l'outcropping des isopycnes (cf. équation II.13) ; (c) coupe verticale de la $PVa_{\text{modél}}$ le long de la longitude 1.5°W, trait vert en pointillé sur (a), passant dans le cœur du cyclone. Les contours en pointillés sont les isopycnes ou iso-densité à des intervalles de 0.3 kg.m^{-3} 124

V.8	Simulation lagrangienne en amont (backward). (a–c) Distribution spatiale des 1095 particules retenues, avec leurs positions initiales en rouge et leurs positions finales en bleu dans le tourbillon cyclonique. (d) Évolution de la PV_a moyenne sur ces particules présentant une corrélation positive entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$. La courbe bleue pleine représente PVa_{model} , calculée à partir de la PV rescalée à laquelle on retranche la vorticité planétaire ($PVa_{\text{model}} = PV_{\text{rescalée}} - f$). L'ombrage bleu indique l'écart-type sur l'ensemble des particules. La courbe rouge (verte, magenta) correspond à la contribution du mélange (friction verticale, friction latérale), obtenue par intégration temporelle de leur tendance respective (équation II.15). La courbe bleue pointillée ($PVa_{\text{diagnostic}}$) est la somme des contributions du mélange et de la friction.	125
VI.1	(à gauche) Fauchée SWOT (N°3) au large d'Abidjan dans l'upwelling côtier Côte d'Ivoire/Ghana dans le NGG pour le 6 Juillet 2023 pendant la fast sampling phase avec les données CMEMS-DUACS (Section II.2.3) en fond de carte. (au milieu) même chose pour la SST (MUR, section II.2.1). (à droite) même chose pour les concentrations de surface en chlorophylle (GlobColor).	133
VI.2	Distribution spatiale moyennée sur la période JAS de 2011 pour les concentrations en chlorophylle de surface pour le modèle (à gauche), les données CCI (à droite).	134
VI.3	Tourbillon cyclonique dans l'upwelling côtier du NGG au large de la côte du Ghana, le 18 juillet 2011, détecté dans : (A) la hauteur dynamique absolue (ADT) (le contour en bleu est le bord du tourbillon), (B) la concentration de surface en nitrate avec une augmentation dans le tourbillon de l'ordre de $0.01 \text{ mmolN.m}^{-3}$, (C) la concentration de surface en chlorophylle avec une augmentation dans le tourbillon de l'ordre de 1.3 mgChl.m^{-3} et (D) la production primaire (PP) et la nouvelle production primaire (NPP) avec une augmentation dans le tourbillon de l'ordre de $2 \text{ mmolC.m}^{-3}.\text{j}^{-1}$ et $0.2 \text{ mmolC.m}^{-3}.\text{j}^{-1}$, respectivement.	135

Chapitre I

Introduction Générale

Sommaire

I.1	Dynamique atmosphérique dans le TAO : vent et précipitation	2
I.2	Le Golfe de Guinée et sa dynamique	4
I.2.1	La circulation océanique dans le GG	4
I.2.2	Variabilité de la SST dans le GG : upwelling équatorial et côtier	6
I.3	Les enjeux climatiques et sociétaux de l’upwelling du NGG	8
I.4	Comment se forme l’upwelling du NGG ?	10
I.5	Dynamique de mésoéchelle	12
I.5.1	Dynamique de mésoéchelle non-linéaire : tourbillons	12
I.5.1.1	Caractéristiques générales des tourbillons de mésoéchelle	12
I.5.1.2	Comment sont formés les tourbillons de mésoéchelle ?	16
I.5.1.3	Tourbillons dans l’océan Atlantique tropical (TAO)	17
I.5.2	Dynamique de mésoéchelle linéaire : EKWs et CTWs	20
I.5.2.1	Caractérisation des ondes linéaires équatoriales et des CTWs	21
I.5.2.2	EKWs et CTWs dans le TAO	24
I.6	Objectifs de la Thèse	26

La dynamique de mésoéchelle regroupe l’ensemble des processus océaniques dont les échelles spatiales s’étendent d’une dizaine à quelques centaines de kilomètres, et dont les échelles temporelles varient de quelques jours à plusieurs mois. Elle inclut notamment deux grands types de phénomènes : (i) les structures tourbillonnaires cohérentes, telles que les tourbillons cycloniques et anticycloniques, et (ii) les structures ondulatoires, en particulier les ondes linéaires piégées à la côte (Chelton et al., 2011; Nichols & Raghukumar, 2020).

Ces processus jouent un rôle majeur dans la dynamique et la structure de l’océan. Ils influencent la distribution et l’évolution des propriétés physiques, biogéochimiques et dynamiques, notamment en modulant et en redistribuant la température (la chaleur), la salinité et les nutriments.

Ils interviennent également dans les échanges de flux de chaleur océan-atmosphère, contribuant ainsi à la variabilité climatique à différentes échelles (d'Ovidio et al., 2004; Rouault et al., 2007; Chaigneau et al., 2008, 2011; Chelton et al., 2011; Bachèlery et al., 2016a,b; Laxenaire et al., 2018; Guerra et al., 2018; Martín-Rey & Lazar, 2019; Illig et al., 2020; Aguedjou et al., 2021; Illig & Bachèlery, 2023; Aguedjou et al., 2023; Xu et al., 2023; Benitez et al., 2007; McGillicuddy, 2016; Gao et al., 2024; Illig et al., 2024).

La dynamique de mésoéchelle a été largement étudiée dans l'océan global, en particulier dans les grands systèmes d'upwelling de bord est (EBUS, pour *Eastern Boundary Upwelling Systems*), tels que les systèmes des Canaries, du Benguela, du Pérou-Chili et de Californie. Ces systèmes présentent une orientation méridienne (sud-nord) bien marquée et constituent des zones privilégiées pour la génération et l'observation de structures de mésoéchelle (Chaigneau et al., 2008, 2009; Chelton et al., 2011; Aguedjou et al., 2019).

Le nord du Golfe de Guinée (NGG), qui possède également un système d'upwelling côtier (Djakouré et al., 2017; Alory et al., 2021; Brandt et al., 2023; Thiam et al., 2024), se distingue cependant par une orientation zonale (ouest-est). À la différence des EBUS, la dynamique de mésoéchelle dans cette région, ainsi que ses interactions avec l'upwelling côtier, restent encore peu explorées et connues.

L'objectif principal de cette thèse est donc d'étudier la dynamique de mésoéchelle et ses interactions avec l'upwelling côtier dans le NGG. Pour ce faire, nous commencerons par présenter les principales caractéristiques physiques et dynamiques du Golfe de Guinée, une région de l'océan Atlantique tropicale (TAO, pour *Tropical Atlantic Ocean*).

1.1 Dynamique atmosphérique dans le TAO : vent et précipitation

La circulation atmosphérique dans le TAO joue un rôle essentiel dans la redistribution de l'énergie au sein du système climatique global. Sous les tropiques, le rayonnement solaire est intense et relativement constant tout au long de l'année, ce qui favorise de forts échanges d'énergie entre l'océan et l'atmosphère (Roca et al., 2010; Trenberth & Fasullo, 2017; Holmes et al., 2019). L'Atlantique tropical agit ainsi comme une zone clé où le transport de chaleur vers les latitudes plus tempérées est particulièrement marqué, influençant à la fois la dynamique régionale et les conditions climatiques à l'échelle planétaire (Trenberth & Fasullo, 2017; Holmes et al., 2019). Cette

circulation est dominée par des vents d'est persistants appelés alizés. Dans l'hémisphère nord, les alizés de nord-est soufflent vers le sud-ouest, tandis que dans l'hémisphère sud, les alizés de sud-est soufflent vers le nord-ouest (Figure I.1). Ces vents sont pilotés par deux principaux centres d'action atmosphériques, zones de haute pression (HP) : l'anticyclone des Açores dans l'hémisphère nord et celui de Sainte-Hélène dans l'hémisphère sud (HP, Figure I.1). Les alizés favorisent la convergence des masses d'air chaudes et humides dans la région équatoriale, contribuant à la formation de la Zone de Convergence Intertropicale, zone de basse pression (BP) (ITCZ, pour *Intertropical Convergence Zone*) (trait bleu, Figure I.1)

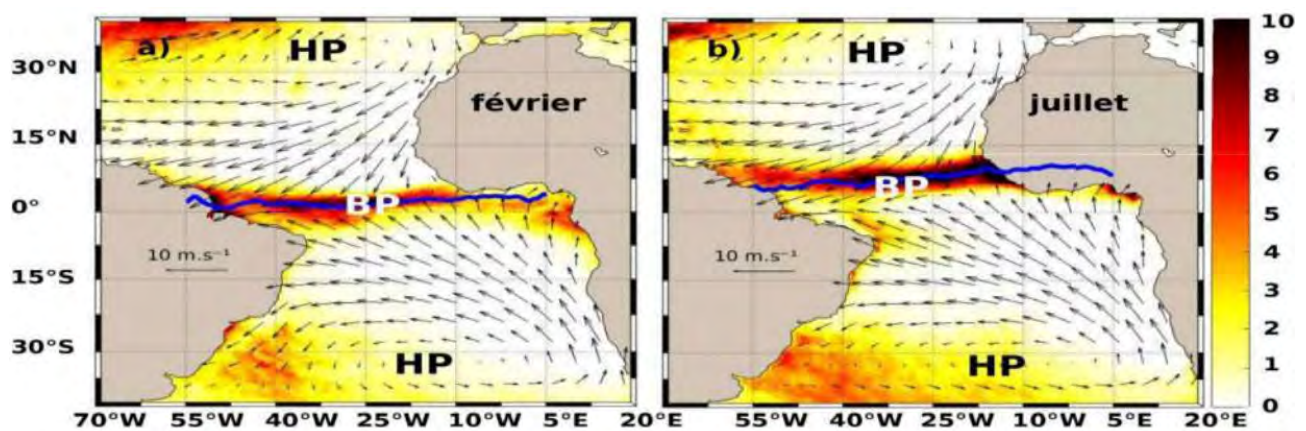


Figure I.1 – Moyennes mensuelles des précipitations (ombrage coloré, en cm/mois) et des vents de surface (flèches noires) pour (a) février et (b) juillet dans l'océan Atlantique tropical (TAO) sur la période 2010–2016. Les précipitations proviennent des données du *Tropical Rainfall Measuring Mission*, (TRMM) 3B42, tandis que les vents sont issus des observations satellites ASCAT. La zone de convergence intertropicale (ITCZ) est représentée par la ligne horizontale bleue, indiquant sa position moyenne pour chaque mois. Les zones de haute pression (HP) représentant les anticyclones des Açores au nord et celui de Sainte-Hélène au sud, et de basse pression (BP) atmosphériques sont également indiquées. (Tiré de [Aguedjou, 2022](#))

L'ITCZ correspond à une bande de forte convection où l'air ascendant, issu de la convergence des alizés nord-est et sud-est, génère des nuages convectifs et des précipitations intenses. Cette zone joue un rôle fondamental dans la distribution des pluies et la variabilité climatique régionale. Sa position n'est pas fixe : elle migre au cours de l'année sous l'effet du cycle saisonnier.

- En hiver boréal, l'ITCZ se situe autour de l'équateur, ce qui est associé à des alizés nord-est intenses et des alizés sud-est plus faibles, et le maximum de précipitation est localisé autour de l'équateur (Figure I.1a) .
- En été boréal, elle migre vers le nord (autour de 9°N), coïncidant à un renforcement des

alizés sud-est et un affaiblissement des alizés nord-est, et le maximum de précipitation est localisé vers 9°N (Figure I.1b)

Cette migration saisonnière modifie profondément les conditions atmosphériques et océaniques de l'Atlantique tropical et du Golfe de Guinée en particulier, notamment la température de surface de l'océan (SST), la salinité et la structure des courants océaniques (Caniaux et al., 2011; Herbert et al., 2016; Awo, 2018; Brandt et al., 2023). Elle constitue également le moteur principal de la variabilité de la mousson ouest-africaine (Janicot et al., 2008; Leduc-Leballeur et al., 2013; Meynadier et al., 2016; de Coëtlogon et al., 2023).

I.2 Le Golfe de Guinée et sa dynamique

Le Golfe de Guinée (GG, Figure I.2) est une région de l'Atlantique tropical est. Il ne possède pas de délimitation géographique universellement acceptée, celle-ci variant selon les auteurs et le contexte des études. Dans le cadre de cette thèse, nous définissons le GG comme la zone s'étendant du Libéria (10°W ; 7°N) jusqu'au Congo (12°E ; 5°S), comme illustré à la Figure I.2. Cette région se caractérise par une forte densité de population côtière dans les pays riverains, notamment la Côte d'Ivoire, le Ghana, le Togo, le Bénin, le Nigeria, le Cameroun, le Gabon et le Congo (Dada et al., 2021; Ghomsi et al., 2024). Cette région présente une grande vulnérabilité socio-économique, les principales activités reposant largement sur la pêche et l'agriculture (Diop et al., 2011; Dada et al., 2021). Ces activités dépendent fortement du climat régional, lui-même influencé par les conditions océaniques du GG, et en particulier par la variabilité saisonnière dominante de la SST. Cette variabilité contrôle l'intensité des upwellings équatorial et côtier, qui influencent les ressources halieutiques et les activités de pêche (Cury & Roy, 2002; Wiafe et al., 2008; Koné et al., 2017), ainsi que la mousson ouest-africaine, essentielle aux précipitations régionales et, par conséquent, au maintien des activités agricoles (Sultan & Janicot, 2003; Janicot et al., 2008; Zhang & Cook, 2014; de Coëtlogon et al., 2023).

I.2.1 La circulation océanique dans le GG

La circulation océanique dans le GG est dominée par des courants principalement zonaux, présentant une faible extension méridienne (Stramma & Schott, 1999; Herbert et al., 2016).

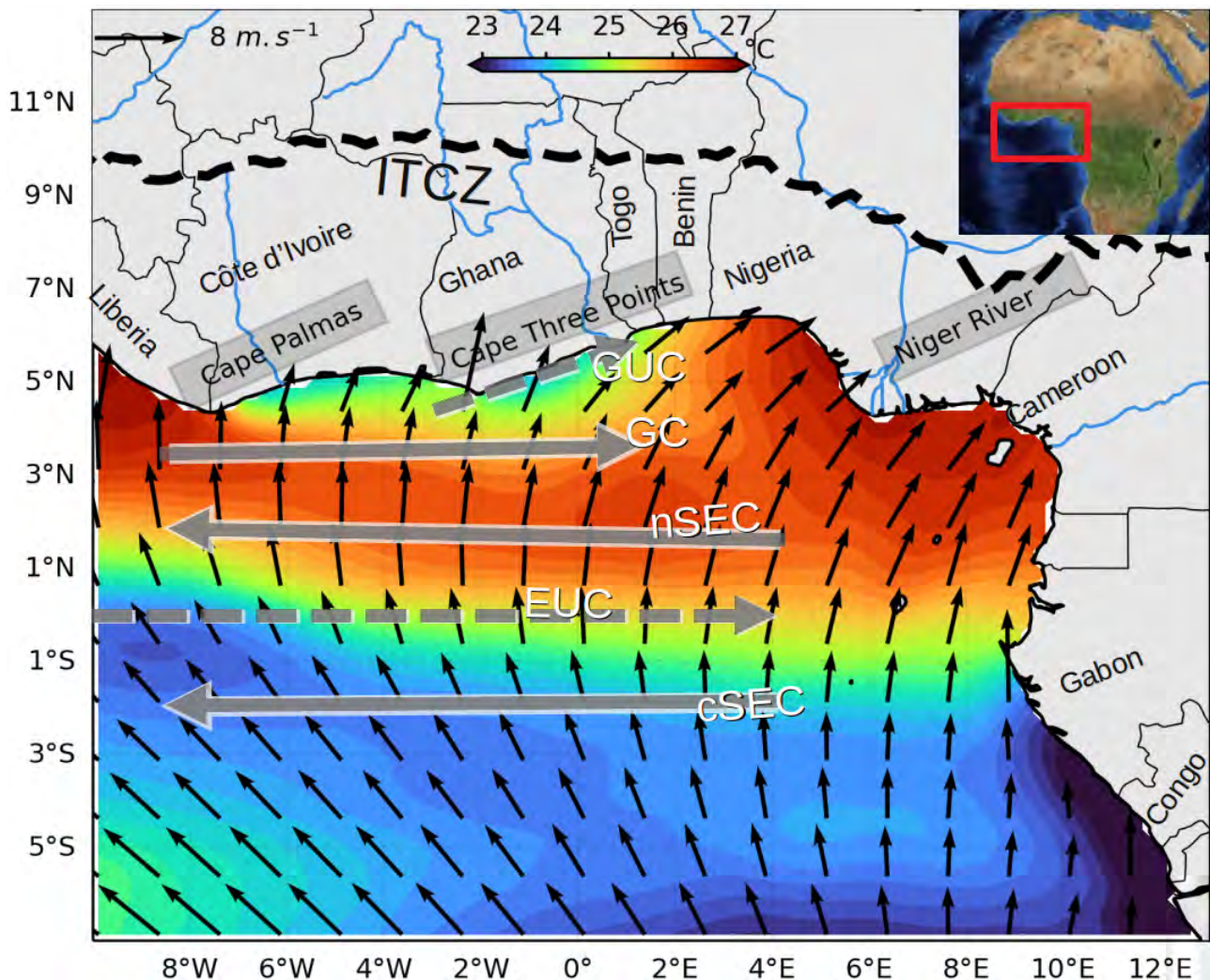


Figure I.2 – Représentation schématique des conditions moyennes en Juillet-Août-Septembre (moyenne sur la période 2007–2017) : la température de surface de la mer (SST, en ombrage, issue des données OISST), le vent de surface (flèches noires, données du satellite ASCAT, représentant la mousson ouest-africaine), la position moyenne de la zone de convergence intertropicale (ITCZ, courbe noire en tirets) et les principaux courants océaniques (flèches grises) dans le nord du Golfe de Guinée : le courant de Guinée (GC), le sous-courant de Guinée (GUC), le sous-courant équatorial (EUC), ainsi que les branches nord et centrale du courant sud-équatorial (nSEC et cSEC). La position moyenne de l'ITCZ (*Intertropical Convergence Zone*), caractérisée par le maximum de précipitations, est déterminée à partir des données satellites de précipitations (produit 3B42 de la mission *Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM)* Multi-satellite Precipitation Analysis, TMPA), distribuées par la NASA (<https://disc.gsfc.nasa.gov/>), et se situe autour de 9°N dans la zone étudiée en été.

Le long de l'équateur, se trouve le sous-courant équatorial (EUC, pour *Equatorial Under Current*), qui circule d'ouest en est (Figure I.2). Le cœur de l'EUC se situe généralement entre ~ 50 et 100 m de profondeur, avec des vitesses typiques comprises entre ~ 0.7 et 1 m.s⁻¹, des températures avoisinant 20°C et des salinités pouvant excéder 35. Ces caractéristiques varient en fonction de

la longitude et de la saison (Brandt et al., 2016; Napolitano et al., 2022; Brandt et al., 2025). Les eaux alimentant ce courant proviennent majoritairement de l'hémisphère Sud via le courant nord-brésilien (non représenté sur la Figure I.2), ce qui explique leur salinité relativement élevée par rapport à celles du GG. Une fraction plus réduite provient de l'hémisphère Nord, transportée par le courant nord-équatorial (non représenté sur la Figure I.2) (Hazeleger et al., 2003).

De part et d'autre du EUC, on trouve les branches nord (nSEC, pour *northern South Equatorial Current*) et centrale (cSEC, pour *central South Equatorial Current*) du courant sud-équatorial, qui se dirigent vers l'ouest (Figure I.2). Ces deux branches, nSEC et cSEC, sont considérées comme des courants de recirculation du EUC, en raison de leur salinité comprise entre 34.5 et 35.5, indiquant une alimentation majoritairement issue de l'EUC en subsurface (Stramma & Schott, 1999; Herbert et al., 2016).

Entre 2.5°N et la côte nord du GG (5°N), est observé tout au long de l'année le courant de Guinée (GC, pour *Guinea Current*), qui s'écoule vers l'est (Figure I.2). Ce courant présente une variabilité saisonnière marquée, avec une intensité minimale en hiver et maximale en été, période durant laquelle il peut atteindre des vitesses de l'ordre de 0.6 m.s^{-1} . Il s'étend alors horizontalement sur plus de 200 km et verticalement jusqu'à environ 40 m de profondeur en pénétrant dans la partie Est du GG (Djakouré et al., 2017; Herbert et al., 2016).

Sous le GC, autour de 100 m de profondeur et à proximité de la côte, se développe le sous-courant de Guinée (GUC, pour *Guinea Under Current*; Figure I.2). Ce courant, également dirigé vers l'est, peut parfois s'inverser et émerger jusqu'à la surface au cours de la saison estivale (Herbert et al., 2016).

I.2.2 Variabilité de la SST dans le GG : upwelling équatorial et côtier

Le GG présente une forte variabilité de la SST, dominée par un cycle saisonnier marqué (Ding et al., 2009; Burls et al., 2011; Cabos et al., 2019). Cette variabilité se manifeste principalement par le développement, durant l'été boréal, de deux systèmes d'upwelling distincts :

- un *upwelling équatorial*, communément appelé la langue d'eau froide de l'Atlantique (ACT, pour *Atlantic Cold Tongue*, Figure I.3a), situé à quelques degrés au sud de l'équateur, principalement à l'est de 10°W (Figure I.2), mais pouvant s'étendre jusqu'à 20°W (Figure I.4c; Caniaux et al., 2011; Brandt et al., 2023; de Coëtlogon et al., 2023) ;

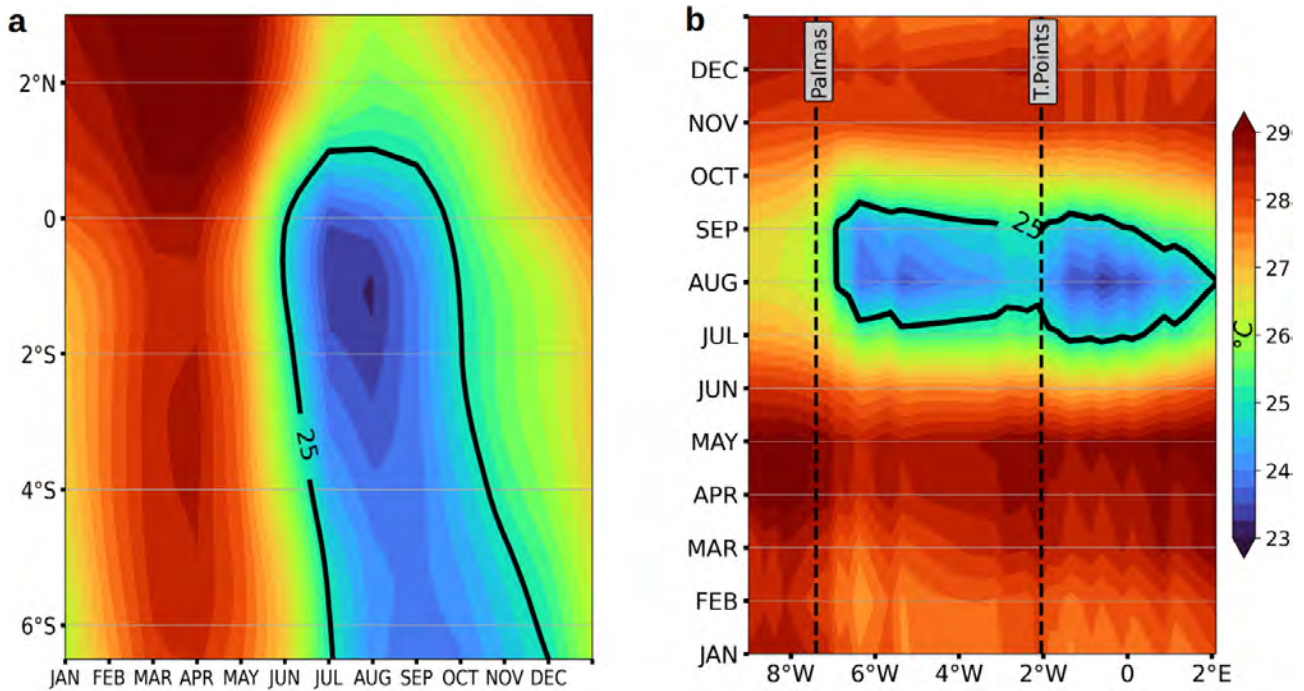


Figure I.3 – (a) Diagramme Hovmöller latitude-temps de la SST issue de OISST, moyennée entre 10°W et 5°W; (b) Diagramme Hovmöller longitude-temps de la SST issue de OISST, moyennée dans les 25 premiers kilomètres à partir de la côte nord du Golfe de Guinée, du Liberia au Bénin. Le contour noir représente l'isotherme 25°C, utilisé comme seuil pour définir l'upwelling. Les lignes verticales en pointillés indiquent les positions du cap Palmas (frontière Liberia–Côte d'Ivoire) et du cap Three Points (Ghana). La climatologie mensuelle de la SST est calculée sur la période 2007–2017.

- un *upwelling* côtier au Nord du Golfe de Guinée (NGG), s'étendant de la Côte d'Ivoire au Bénin (voir Figures I.2 et I.3 b; Caniaux et al., 2011; Djakouré et al., 2017; Alory et al., 2021; Brandt et al., 2023; de Coëtlogon et al., 2023).

L'ACT débute à la fin du printemps (mai-juin) et atteint son maximum de refroidissement en juillet-août, entre l'équateur et 4°S (Figure I.3a; Caniaux et al., 2011; Ali et al., 2011; Brandt et al., 2023). Dans la région du NGG, l'upwelling côtier se développe entre juillet et début octobre (JASO, pour *Juillet-Août-Septembre-Octobre*), avec une amplitude maximale observée en août (Figure I.3b; Djakouré et al., 2017; Alory et al., 2021; Brandt et al., 2023; Thiam et al., 2024). Un autre épisode de remontée d'eau froide, appelé *petite saison d'upwelling*, se produit entre janvier et mars (Figure I.3b), mais reste beaucoup moins marqué que l'upwelling principal observé durant JASO, que l'on désigne comme la *grande saison d'upwelling* (Djakouré et al., 2017). C'est sur cette dernière que se concentre notre étude.

L'upwelling côtier du NGG se divise en deux cellules distinctes, différenciées par leurs mécanismes de formation, décrits en détail dans la section I.4 :

- la **cellule d'upwelling de la Côte d'Ivoire**, située à l'est du cap Palmas (Figure I.3b), entre la Côte d'Ivoire et le Ghana (voir Figure I.2) ;
- la **cellule d'upwelling du Ghana**, localisée à l'est du cap Three Points (Figure I.3b), s'étendant du Ghana jusqu'au Bénin (voir Figure I.2).

L'upwelling côtier du NGG est d'une grande importance pour les activités socio-économiques des pays riverains et du climat de la région en particulier, et de toute l'Afrique de l'ouest en général.

I.3 Les enjeux climatiques et sociétaux de l'upwelling du NGG

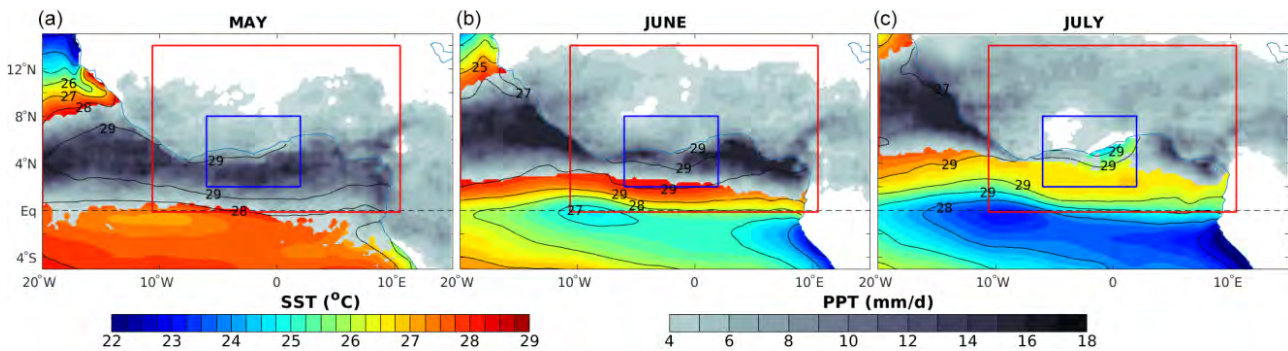


Figure I.4 – Observations pour les mois de mai (a), juin (b) et juillet (c) sur la période 2008–2017 : SST représentée en dégradé de couleurs bleu–vert–rouge et précipitations issues de la mission Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM), supérieures à $4 \text{ mm}\cdot\text{day}^{-1}$ (ombrage gris). Source : de Coëtlogon et al. (2023).

L'ACT et l'upwelling côtier du NGG jouent un rôle central dans la modulation des conditions océaniques et atmosphériques de basse couche dans la région du GG pendant l'été. En mai-juin, la formation de l'ACT induit un gradient méridien positif de température entre les eaux équatoriales et celles du NGG. Ce contraste thermique renforce le gradient de pression entre l'océan et le continent, ce qui génère des vents soufflant de l'océan vers le continent (Figure I.2). Ces vents, chargés d'humidité, constituent la mousson ouest-africaine (WAM, pour *West African Monsoon*). Au sud de l'équateur, ils sont de sud-est, mais après avoir traversé l'équateur, ils s'infléchissent et deviennent des vent de sud-ouest sous l'effet de la force de Coriolis (voir Figure I.2). La convergence de ces vents dans la bande côtière du NGG déclenche des activités convectives, déplaçant le maximum de précipitations, initialement situé au-dessus de l'océan en mai (Figure I.4a), vers la côte en juin (Figure I.4b). Ce déplacement marque le début de la grande saison des pluies (mai-fin juin) pour les pays côtiers du NGG et favorise le développement des activités agricoles

(Leduc-Leballeur et al., 2013; Meynadier et al., 2016; de Coëtlogon et al., 2023).

En revanche, la formation de l'upwelling côtier du NGG durant JASO, caractérisée par des eaux de surface plus froides, tend à stabiliser la troposphère et inhibe la convection des masses d'air près de la côte, de la Côte d'Ivoire au Bénin (Figure I.4c; Leduc-Leballeur et al., 2013; de Coëtlogon et al., 2023). Cependant, ce refroidissement favorise une pénétration plus profonde des vents de mousson (air humide) vers l'intérieur du continent, où ils convergent avec les alizés du nord, chauds et secs (non représentés). Le brassage entre ces deux masses d'air favorise des activités convectives à l'intérieur des terres, entraînant des maxima de précipitations localisés autour de 9°N, le long de la zone de convergence intertropicale (ITCZ; voir Figures I.2 et I.4c). Ainsi, la période allant de juillet à mi-septembre correspond à ce qu'on appelle communément "la petite saison sèche" pour les pays bordant l'upwelling du NGG (Sultan & Janicot, 2003; Zhang & Cook, 2014; de Coëtlogon et al., 2023), tandis qu'elle coïncide avec la grande saison des pluies dans les régions plus au nord, telles que la bande sahélienne (Sultan & Janicot, 2003; Zhang & Cook, 2014).

Par ailleurs, durant JASO, bien que les précipitations soient réduites sur la frange côtière (Côte d'Ivoire – Bénin) en raison du refroidissement lié à l'upwelling, ce dernier favorise une forte productivité biologique. En effet, la remontée d'eaux profondes, froides et riches en nutriments, stimule le développement du phytoplancton, puis du zooplancton, soutenant ainsi les ressources halieutiques et, par conséquent, les activités de pêche (Cury & Roy, 2002; Wiafe et al., 2008; Koné et al., 2017).

D'après de Coëtlogon et al. (2023), pour une précipitation moyenne de 0.3 à 0.4 mm/h sur la bande côtière à la fin juin/début juillet, un affaiblissement (ou un renforcement) de l'upwelling côtier du NGG d'environ 0.5°C entraîne une augmentation (ou une diminution) des précipitations côtières d'environ 0.1 mm/h.

Compte tenu de ses impacts directs sur les précipitations, les ressources halieutiques et les activités économiques, l'upwelling côtier du NGG revêt une importance majeure pour la région. Alors, comprendre les facteurs qui influencent ses variations de température est donc essentiel, tant pour la gestion durable des ressources que pour la prévision climatique régionale, et l'agriculture.

I.4 Comment se forme l'upwelling du NGG ?

Les mécanismes responsables de la formation de l'upwelling côtier du NGG varient à la fois spatialement et dynamiquement entre la cellule d'upwelling de la Côte d'Ivoire et celle du Ghana. Les premiers travaux ayant étudié cet upwelling ont proposé plusieurs hypothèses pour expliquer son origine.

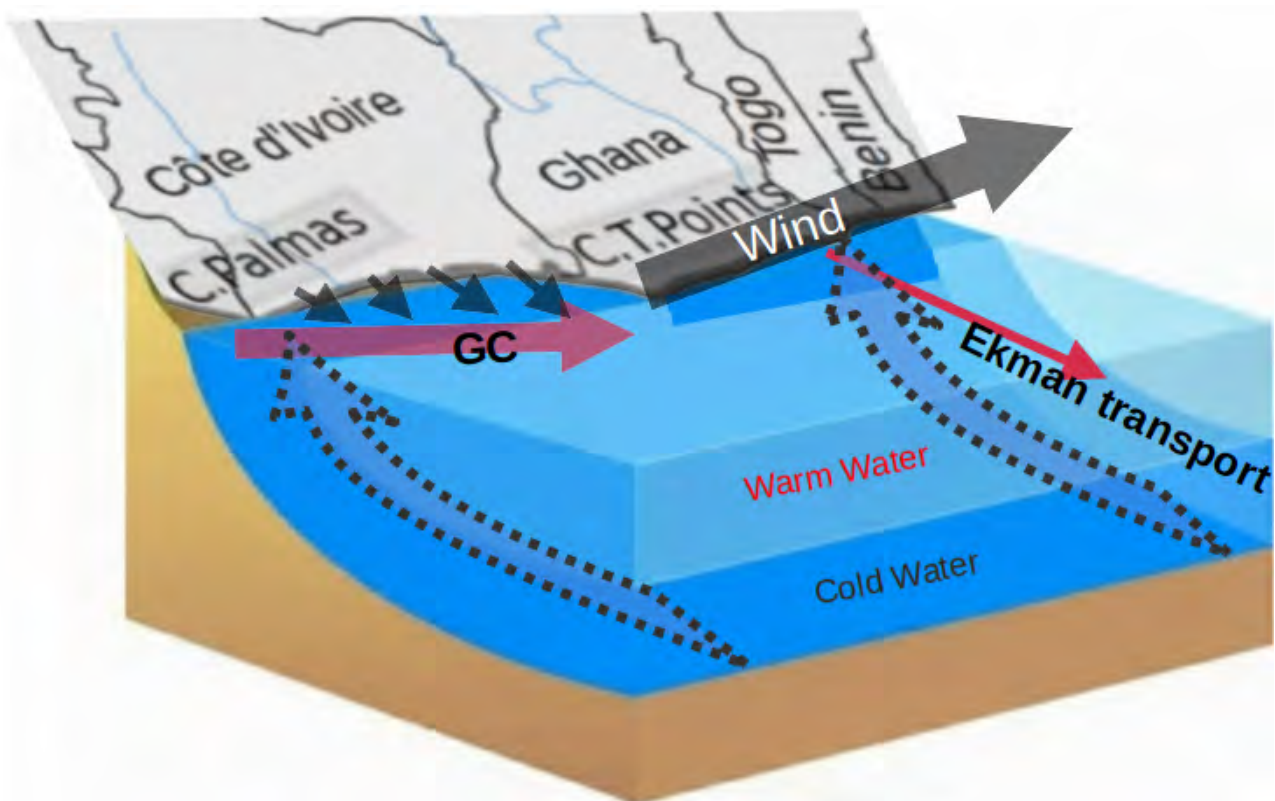


Figure I.5 – Représentation schématique des principaux mécanismes de formation de l'upwelling côtier au Nord du Golfe de Guinée.

Ingham (1970) furent parmi les premiers à suggérer que l'upwelling du NGG est, en premier ordre, lié à un réajustement géostrophique du courant de Guinée (GC) pendant l'été, le vent à travers le transport d'Ekman ne jouant qu'un rôle secondaire. S'appuyant sur des observations, Colin (1988) ont montré que la variabilité de la SST dans la cellule d'upwelling de la Côte d'Ivoire est fortement influencée par l'intensification et le détachement méridien du GC par rapport à la côte.

Dans une étude plus récente basée sur la modélisation numérique, Djakouré et al. (2017) ont confirmé que l'upwelling dans la cellule ivoirienne est principalement provoqué par le renfor-

cement et le détachement du GC (Figure I.2 & I.5). Ce détachement induit une advection des eaux côtières de surface vers le large. Par conservation de la masse, ce déplacement horizontal est compensé par une remontée d'eaux de subsurface, froides et riches en nutriments, caractéristiques d'un upwelling côtier (Figure I.5). En revanche, dans la cellule d'upwelling du Ghana, bien que le GC y exerce une certaine influence, Djakouré et al. (2017) ont montré que le mécanisme dominant est le vent d'ouest parallèle à la côte (Figure I.2 & I.5). Sous l'effet du transport d'Ekman, ce vent provoque une divergence des eaux de surface, entraînant la remontée d'eaux de subsurface froides, salées et riches en nutriment vers la surface (Figure I.5).

Les résultats de Djakouré et al. (2017) ont été soutenus par l'étude de Da-Allada et al. (2021), qui se sont intéressés à l'année 2012, identifiée comme l'année la plus anormalement froide de la période 1990–2018 dans le NGG. Ils ont montré que dans la cellule ivoirienne, les anomalies de SST exceptionnellement froides (jusqu'à -1°C) étaient liées à un fort mélange vertical induit par un renforcement anormal du GC. Dans la cellule ghanéenne, les anomalies froides de SST (environ -0.5°C) résultaient d'une accélération anormale du vent zonal, amplifiant le transport méridien du courant d'Ekman vers le large et favorisant ainsi un upwelling plus intense.

D'autres mécanismes ont également été proposés pour expliquer la formation de l'upwelling côtier du NGG. Parmi eux, figure le pompage vertical associé aux tourbillons cycloniques de mésoéchelle, souvent observés à proximité des cellules d'upwelling du Ghana et de la Côte d'Ivoire (Marchal & Picaut, 1977; Binet, 1997). Cependant, Djakouré et al. (2014) soutiennent que, même si ces tourbillons sont régulièrement présents, ils ne constituent pas la cause première de l'upwelling. Une autre hypothèse met en avant l'influence de la dynamique équatoriale, via la propagation des ondes de Kelvin équatoriales (EKWs, pour *Equatorial Kelvin Waves*) qui, en atteignant la côte ouest-africaine, se transforment partiellement en ondes côtières piégées (CTWs, pour *Coastal Trapped Waves*) (Moore et al., 1978; Picaut, 1983; Polo et al., 2008; Illig et al., 2024). Les travaux de Polo et al. (2008), basés sur l'analyse de données altimétriques de l'anomalie du niveau de la mer (SLA, pour *Sea Level Anomaly*), ont mis en évidence une connexion entre la dynamique équatoriale et la variabilité intra-saisonnière de la SLA dans le NGG, via la propagation des EKWs et, par extension, des CTWs. Plus récemment, grâce à la modélisation numérique, Illig et al. (2024) ont montré, à l'échelle interannuelle, l'impact significatif des CTWs forcées par les EKWs sur la variabilité côtière dans le NGG. Cependant, le rôle et l'influence des CTWs à l'échelle intra-saisonnière sur la dynamique de l'upwelling côtier dans le NGG restent inexplorés et peu connus.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons donc à deux aspects de la dynamique de mésoéchelle dans le NGG :

1. l'étude des tourbillons cycloniques et anticycloniques de mésoéchelle, de leurs mécanismes de formation, et l'évaluation de leur impact potentiel sur l'upwelling à travers un cas d'étude détaillé ;
2. l'analyse de la dynamique linéaire des CTWs intra-saisonniers forcées depuis l'équateur, et l'évaluation de leur influence sur la variabilité de l'upwelling côtier, en termes de température et d'anomalies du niveau de la mer.

I.5 Dynamique de mésoéchelle

La dynamique océanique de mésoéchelle correspond à l'ensemble des processus caractérisés par des échelles spatiales allant de quelques kilomètres à plusieurs centaines de kilomètres, et des échelles temporelles allant de quelques jours à plusieurs mois (Figure I.6). Toutefois, ces échelles varient selon le type de processus étudié et dépendent notamment de la latitude, via le rayon de déformation de Rossby. Dans cette thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux processus de mésoéchelle associés aux tourbillons et aux CTWs dans le NGG (Figure I.6).

I.5.1 Dynamique de mésoéchelle non-linéaire : tourbillons

I.5.1.1 Caractéristiques générales des tourbillons de mésoéchelle

Les tourbillons de mésoéchelle sont des structures cohérentes, quasi-circulaires, dont la taille varie généralement entre une dizaine de kilomètres et quelques centaines de kilomètres. Ils se superposent à la circulation océanique de grande échelle et se distinguent par plusieurs propriétés : leur polarité ou sens de rotation (cyclonique ou anticyclonique), leur rayon, leur énergie cinétique turbulente (EKE, *Eddy Kinetic Energy*), leur amplitude en SLA — négative pour les cyclones et positive pour les anticyclones — ainsi que leur durée de vie. Ces caractéristiques dépendent fortement des mécanismes et des zones de formation des tourbillons (Chaigneau et al., 2009; Chelton et al., 2011; Aguedjou et al., 2019, 2021). Dans l'hémisphère nord, les cyclones tournent dans le sens antihoraire, tandis que les anticyclones tournent dans le sens horaire (l'inverse se produit dans l'hémisphère sud). Les tourbillons de mésoéchelle sont observés partout dans l'océan

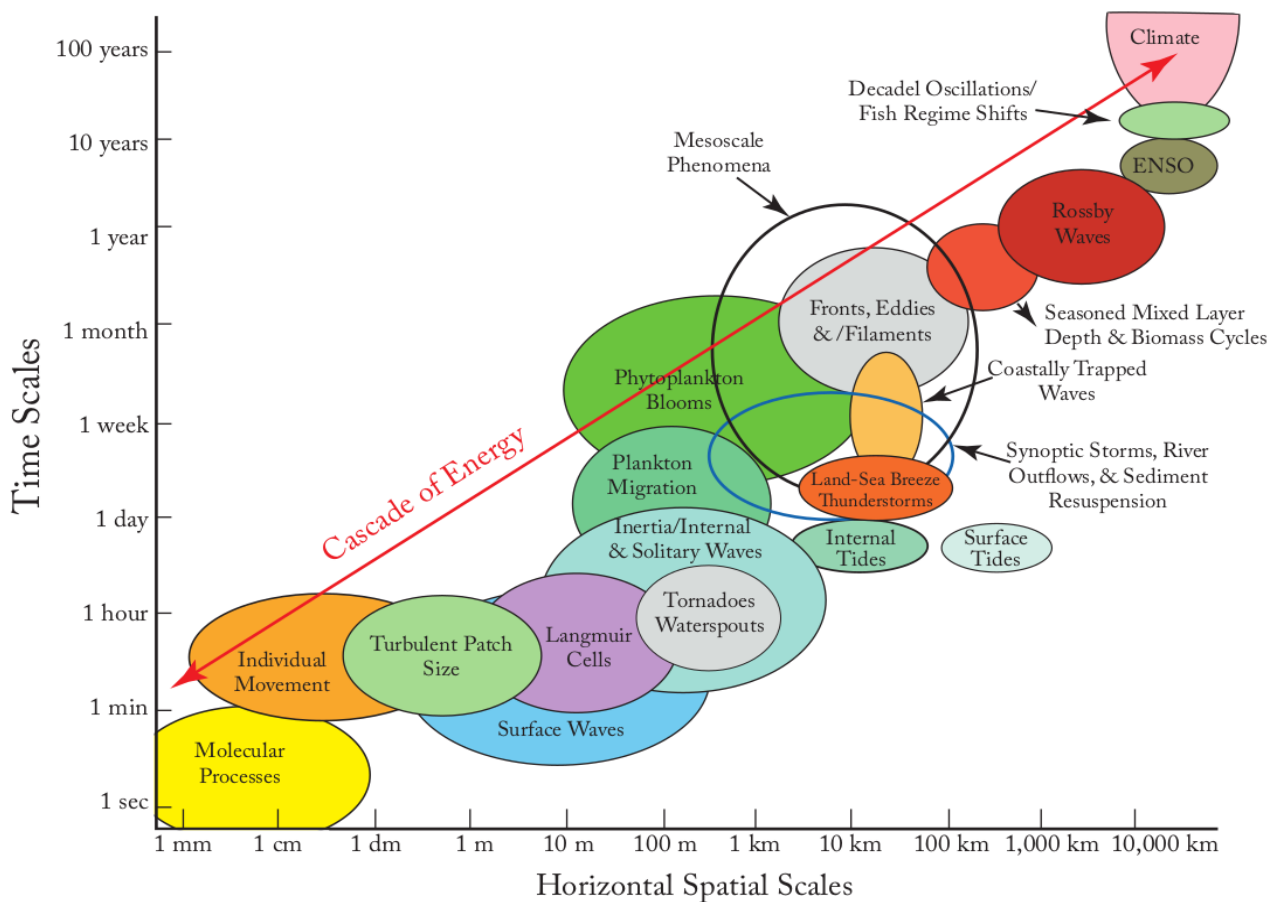


Figure I.6 – Échelles temporelles et spatiales associées à différents processus océaniques. Source : Nichols and Raghukumar (2020).

global (Chelton et al., 2011; Faghmous et al., 2015; Chen et al., 2019, 2021), mais certaines régions sont particulièrement propices à leur formation. Il s'agit notamment :

- des systèmes d'upwelling de bord est (EBUS) tels que ceux des Canaries, du Benguela, du Pérou-Chili et de la Californie ;
- des zones situées à proximité des îles ou des caps ;
- des zones de rupture du plateau continental ;
- des zones frontales où se rencontrent différentes masses d'eau, notamment où se situent les courants de bord ouest intenses et instables.

Ces régions favorables ont été identifiées dans plusieurs études (Calil et al., 2008; Chaigneau et al., 2008, 2009; Chelton et al., 2011; Gula et al., 2015, 2016; Pegliasco et al., 2015, 2021; Aguedjou et al., 2019; Gao et al., 2024).

En tant que structures cohérentes et rotatives, les tourbillons ont la capacité de piéger et trans-

porter des masses d'eau sur de longues distances (Chelton et al., 2011; Laxenaire et al., 2018; Gao et al., 2024). Ils jouent ainsi un rôle clé dans :

- le transfert et la redistribution à grande échelle de chaleur, salinité, de traceurs en général et du moment ;
- les processus de diffusion et de mélange à plus petite échelle (d'Ovidio et al., 2004; Chaigneau et al., 2011; Morrow & Le Traon, 2012; Tréguier et al., 2012; Aguedjou et al., 2023).

Sous l'effet β , les tourbillons se déplacent généralement d'est en ouest, et peuvent connecter des masses d'eau de différents bassins océaniques et ainsi contribuer à la circulation océanique à grande échelle, par exemple à l'AMOC (pour *Atlantic Meridional Overturning circulation*) (Chelton et al., 2011; Chaigneau et al., 2008; Laxenaire et al., 2018; Guerra et al., 2018). Cependant, leur trajectoire peut être modifiée, voire interrompue, par la présence de forts courants, de la topographie océanique ou d'interactions avec d'autres tourbillons (Fu, 2009; Ni et al., 2020).

Classification des tourbillons

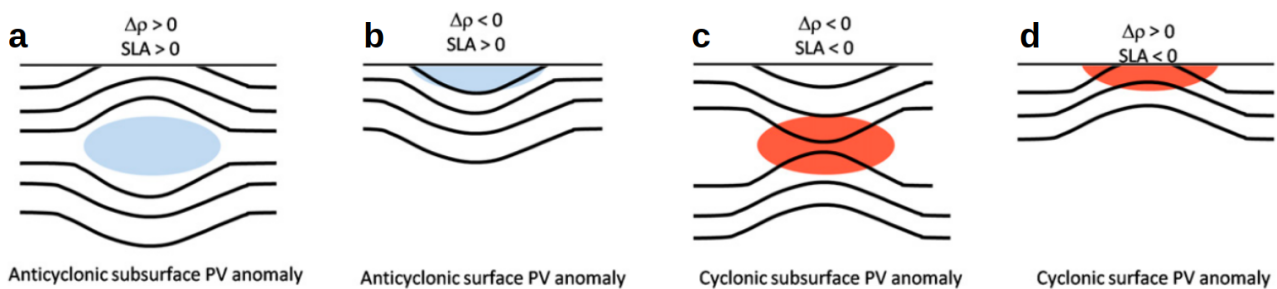


Figure I.7 – Structure verticale des quatre catégories de tourbillons de mésoéchelle selon Assassi et al. (2016). (a, b) Anticyclones de subsurface et de surface ; (c, d) Cyclones de subsurface et de surface. Les courbes représentent les isopycnes de densité ρ , tandis que les zones colorées indiquent l'anomalie de vorticité potentielle (PVa) négative (bleu) et positive (rouge) associée au cœur du tourbillon dans l'hémisphère nord.

Les tourbillons peuvent être classés en quatre catégories d'après Assassi et al. (2016) selon :

1. leur polarité (cyclonique ou anticyclonique) ;
2. la profondeur du cœur (tourbillon intensifié en surface ou en subsurface), et le cœur est associé à un maximum/minimum local d'anomalie de vorticité potentielle (PVa).

Les tourbillons intensifiés en surface ont typiquement leur cœur situé dans les 200 premiers mètres, tandis que ceux intensifiés en subsurface ont un cœur situé entre 200 et 1000 m de

profondeur (Chaigneau et al., 2011; Pegliasco et al., 2015; Assassi et al., 2016; Aguedjou et al., 2021; Liu & Li, 2023).

- Les anticyclones sont caractérisés par une $SLA > 0$ et une $PVa < 0$. Ceux qui sont intensifiés en subsurface présentent un cœur moins stratifié, entouré par une zone où la stratification augmente au-dessus et en dessous de ce cœur (Figure I.7a). En revanche, les anticyclones intensifiés en surface se distinguent également par une stratification réduite dans leur cœur, mais celle-ci augmente en dessous de leur cœur (Figure I.7b).
- Les cyclones, quant à eux, se distinguent par une $SLA < 0$ et une $PVa > 0$. Les cyclones intensifiés en subsurface induisent une augmentation de la stratification vers le cœur du tourbillon (Figure I.7c). À l'inverse, ceux intensifiés en surface provoquent une augmentation de la stratification en surface, associée à une remontée des isopycnes (Figure I.7d).

Influence des tourbillons sur la température, salinité et la biogéochimie

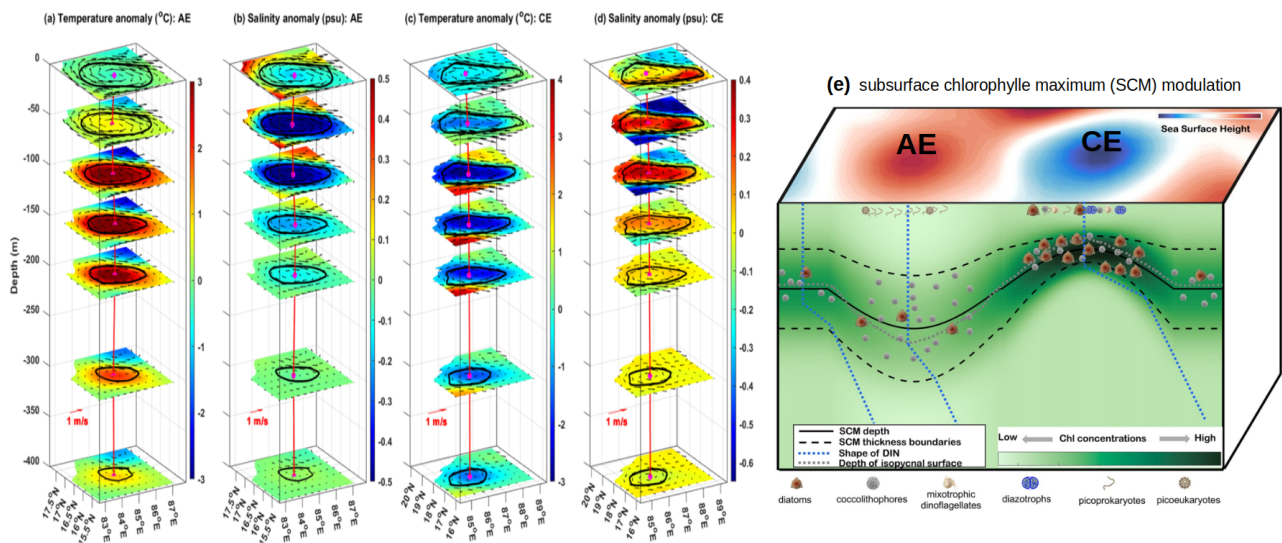


Figure I.8 – Exemple de la structure verticale des anomalies de température, salinité, chlorophylle et de SLA induites par un tourbillon anticyclonique (AE) et cyclonique (CE). (a-d) Anomalies de température et de salinité. Le contour noir indique la limite du tourbillon, le point magenta représente son centre et la ligne verticale magenta relie les centres à différentes profondeurs (Shee et al., 2024). (e) Schéma illustrant la modulation du maximum de chlorophylle de subsurface (SCM), de l'azote inorganique dissous (DIN) et de la production primaire (Xu et al., 2023).

Les tourbillons de mésoéchelle peuvent moduler la température océanique et influencer les premières couches atmosphériques (Figure I.8a-d, Aguedjou et al., 2023). En général, une SLA

positive (négative) correspond à une anomalie positive (négative) de SST. Cependant, certains tourbillons présentent une corrélation négative, voire une quadrature de phase, entre la SLA et l'anomalie de SST (Hausmann & Czaja, 2012; Liu et al., 2020; Aguedjou et al., 2023). Ces comportements peuvent être liés entre autres à :

- des forçages atmosphériques locaux influençant la surface du tourbillon (e.g., Liu et al., 2020; Aguedjou et al., 2023);
- la nature des mécanismes physiques responsables de la formation du tourbillon (e.g., Assene et al., 2020; Aguedjou et al., 2021).

Les tourbillons peuvent également piéger des eaux plus salées ou plus douces, selon leur lieu et mécanisme de formation (Hasson et al., 2019; Huang et al., 2021b). Enfin, ils influencent la production biologique en modifiant la disponibilité des nutriments dans la couche euphotique. Un tourbillon cyclonique peut favoriser la remontée de nutriments et stimuler la production primaire, tandis qu'un anticyclone peut l'inhiber (Figure I.8e; Benitez et al., 2007; McGillicuddy, 2016; Xu et al., 2023).

1.5.1.2 Comment sont formés les tourbillons de mésoéchelle ?

Nous présentons ici brièvement les mécanismes de formation des tourbillons de mésoéchelle, qui seront détaillés de manière approfondie au chapitre II (sections II.3.1.2 et II.3.1.3) ainsi qu'au chapitre V.

La formation des tourbillons de mésoéchelle peut être analysée (i) en termes d'anomalies de vorticité potentielle (PV) (Morel et al., 2006, 2019, 2023; Gula et al., 2019; Aguedjou et al., 2021; Assene et al., 2020; Napolitano et al., 2022), ou (ii) en termes d'instabilités barotropes et baroclines (Charney & Stern, 1962; Oliveira et al., 2009; Aguedjou et al., 2019; Dossa et al., 2022; Kubryakov et al., 2022; Gao et al., 2024).

Notion de vorticité potentielle (PV)

La PV (voir équation II.8) est une grandeur physique conservée dans un cadre lagrangien (Charney & Stern, 1962; Müller, 2006). Autrement dit, en l'absence de processus diabatiques ou de forçages non conservatifs, chaque particule d'eau conserve sa PV en tout lieu et tout instant. Morel et al. (2023) ont montré que les anomalies de PV résultent de processus non conservatifs tels que le mélange diabatique (ou diapycnal) et la friction verticale ou latérale (voir équation II.15). Dans

l'hémisphère nord, un cyclone (anticyclone) est systématiquement associé à une anomalie locale de PV positive (négative), et inversement dans l'hémisphère sud.

Ces processus non conservatifs influencent directement les propriétés du tourbillon. En particulier, les tourbillons générés par des processus frictionnels peuvent présenter une anomalie de PV sans pour autant s'accompagner d'anomalies significatives en température potentielle ou en salinité, contrairement aux tourbillons créés par des processus de mélange (e.g., [Aguedjou et al., 2021](#)).

Notion d'instabilité barotrope et barocline

Les tourbillons de mésoéchelle peuvent également être vus comme le résultat d'instabilités barotropes ou baroclines du courant moyen. Pour qu'une instabilité se développe, une condition nécessaire est la présence d'un changement de signe du gradient de PV du courant moyen ([Charny & Stern, 1962](#); [Morel & McWilliams, 2001](#)).

- Une *instabilité barotrope* correspond à la conversion de l'énergie cinétique du courant moyen en énergie cinétique turbulente (e.g., [Kubryakov et al., 2022](#); [Gao et al., 2024](#)).
- Une *instabilité barocline*, quant à elle, implique une conversion de l'énergie potentielle disponible (APE, pour *Available Potential Energy*) du courant moyen en énergie cinétique et en APE turbulente (e.g., [Kubryakov et al., 2022](#); [Gao et al., 2024](#)).

Ainsi, l'identification du type d'instabilité dominante permet de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de la formation des tourbillons et leur rôle dans la dynamique de mésoéchelle.

I.5.1.3 Tourbillons dans l'océan Atlantique tropical (TAO)

Les tourbillons de mésoéchelle dans le TAO ont été étudiés particulièrement dans le cadre de la thèse de [Aguedjou \(2022\)](#) à partir des données satellitaires d'altimétrie et des observations de température et de salinité issues des flotteurs ARGO. La Figure [I.9a](#) présente la distribution spatiale moyenne annuelle du nombre de tourbillons. On observe une forte concentration dans les deux EBUS du TAO — celui des Canaries au nord et celui du Benguela au sud — ainsi qu'au niveau de la zone de rétroflexion du courant nord-brésilien.

Les tourbillons du TAO possèdent en moyenne des rayons de l'ordre de 80 à 90 km (Figure [I.9c](#)), avec une diminution progressive du rayon depuis l'équateur vers les hautes latitudes, en accord avec la théorie du rayon de déformation de Rossby ([Chelton et al., 2011](#); [Chaigneau et al., 2009](#)). L'EKE associée est particulièrement élevée dans la région de la rétroflexion du courant

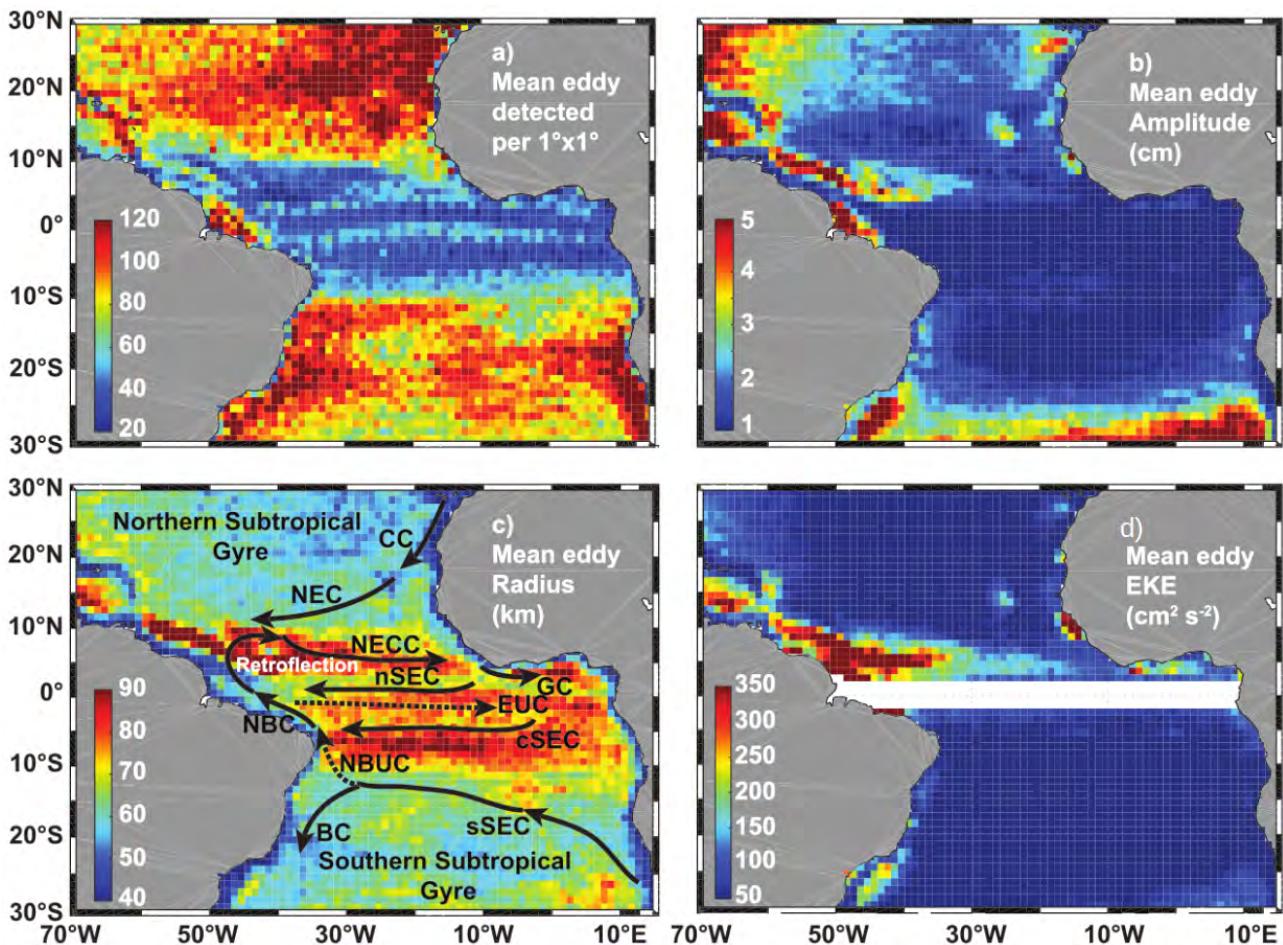


Figure I.9 – Climatologie annuelle des propriétés des tourbillons détectés par altimétrie dans l'océan Atlantique tropical. Seuls les tourbillons dont le rayon, l'amplitude et la durée de vie dépassent respectivement 30 km, 1 cm et 30 jours sont considérés : (a) nombre de tourbillons, (b) amplitude en SLA, (c) rayon moyen des tourbillons avec une représentation schématique des principaux courants du TAO (BC/NBC : courant (nord) brésilien, NBUC : sous-courant nord-brésilien, sSEC : branche sud du courant sud équatorial, NECC : contre-courant nord équatorial, NEC : courant nord équatorial), et (d) énergie cinétique turbulente associée (EKE). Source : [Aguedjou et al. \(2019\)](#).

nord-brésilien et dans le NGG (Figure I.9d). Le cycle saisonnier des rayons des tourbillons et de l'EKE y présente de fortes amplitudes ([Aguedjou et al., 2019](#)). Par ailleurs, ces tourbillons peuvent être soit de surface, soit de subsurface ([Aguedjou et al., 2021](#)), avec des anomalies isopycnales de température pouvant être aussi bien positives que négatives pour les anticyclones et les cyclones. Les anomalies significatives de température à l'intérieur des tourbillons peuvent atteindre ± 0.5 °C. Dans le NGG, la disponibilité des flotteurs Argo pouvant être concomitants avec la détection des tourbillons reste très limitée. Malgré cela, [Aguedjou \(2022\)](#) mettent en évidence des tourbillons anticycloniques de subsurface pouvant avoir des anomalies de température de subsurface de l'ordre de $+0.3$ °C. Par ailleurs, [Aguedjou et al. \(2023\)](#) montrent que les anomalies de SST

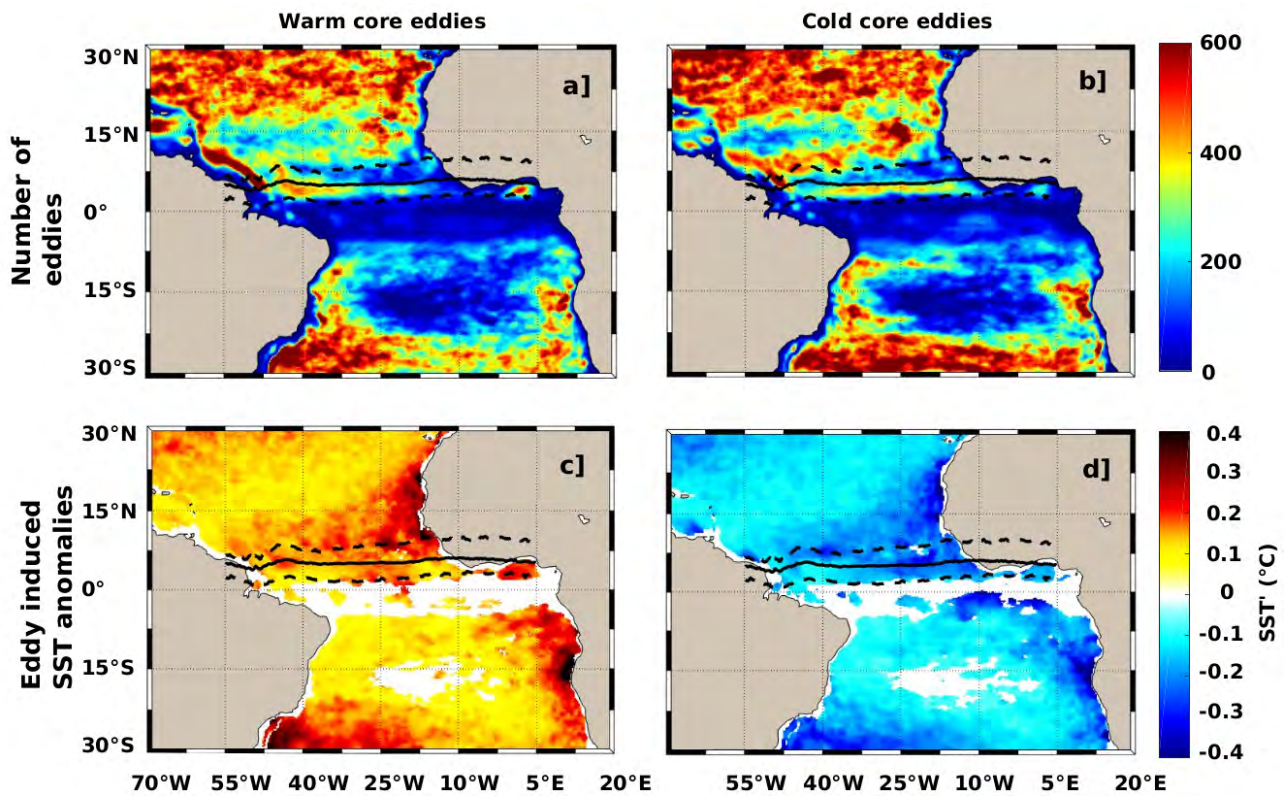


Figure I.10 – Distribution des tourbillons à cœur chaud et à cœur froid (a,b), et de leurs anomalies de SST induites (c,d) sur la période 2010–2017. Les courbes pleines et en pointillés représentent respectivement la position moyenne annuelle et les positions extrêmes de la ITCZ (*Zone de Convergence Intertropicale*) durant l’hiver (position sud) et l’été boréal (position nord). Les zones blanches correspondent aux régions où le nombre de tourbillons détectés par l’altimétrie est insuffisant pour interpoler le champ de SST. Source : [Aguedjou et al. \(2023\)](#).

associées aux tourbillons, pouvant atteindre $\pm 0.4^{\circ}\text{C}$, sont principalement observées :

- au bord Est du TAO autour de 15°N et 15°S , dans l’ITCZ (Figure I.10c-d) ;
- et dans la partie sud-ouest du bassin, à l’ouest de 20°W (Figure I.10c-d).

Ces anomalies de SST s’accompagnent de perturbations dans les flux de chaleur latente pouvant atteindre $\pm 5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (Figure I.11), illustrant un potentiel rôle des tourbillons dans les échanges thermiques océan-atmosphère.

Pour analyser les processus impliqués dans la génération des tourbillons dans le TAO, particulièrement au nord, [Aguedjou et al. \(2021\)](#) partent d’un principe qualitatif selon lequel les tourbillons générés par des processus de mélange diapycnal ou par advection isopycnale de masses d’eau présentent des anomalies significatives de température et de salinité. En revanche, ceux qui sont générés par des processus frictionnels n’ont pas généralement de signature en température

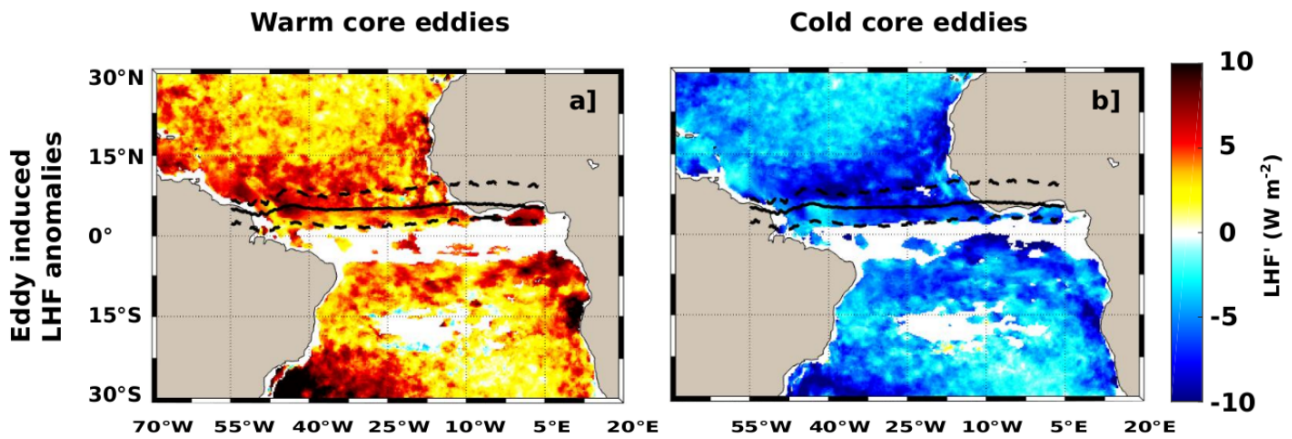


Figure I.11 – Flux de chaleur latente associés aux tourbillons à cœur chaud (a) et à cœur froid (b).
Source : [Aguedjou et al. \(2023\)](#).

et en salinité. En s'appuyant sur ce critère, ils trouvent que près de la moitié des tourbillons sont d'origine frictionnelle, tandis que l'autre moitié résulte de processus de mélange diapycnal ou d'advection isopycnale de masse d'eau.

I.5.2 Dynamique de mésoéchelle linéaire : EKWs et CTWs

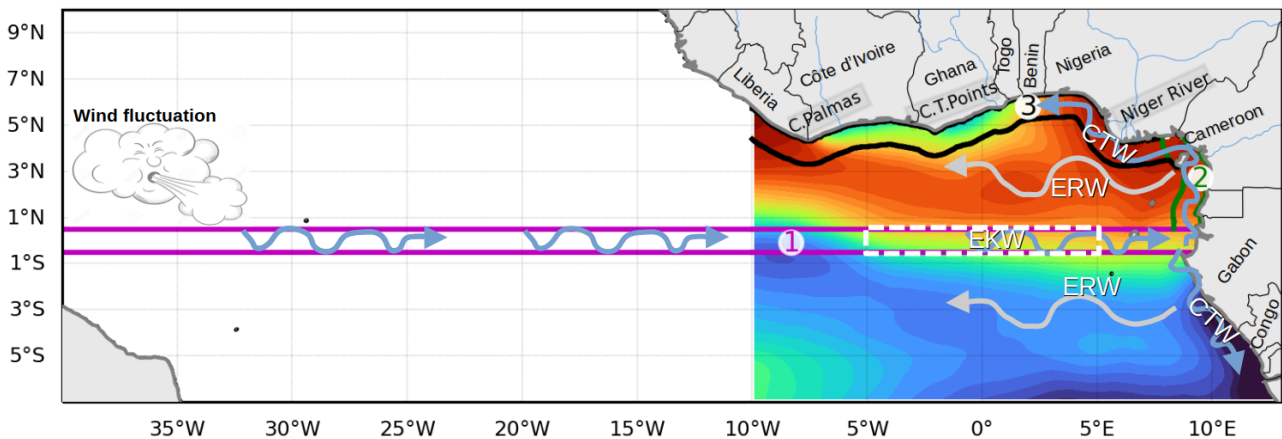


Figure I.12 – Représentation schématique de la propagation des ondes équatoriales et côtières dans TAO. Les ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) se propagent vers l'est le long de l'équateur. Lorsqu'elles atteignent la côte africaine, une partie de leur énergie est piégée le long de la côte et se propage vers le nord et vers le sud sous forme d'ondes côtières piégées (CTWs). Le reste de l'énergie est réfléchi vers le bassin sous forme d'ondes de Rossby équatoriales (ERWs) se propageant vers l'ouest. Les régions numérotées correspondent à des guides d'ondes définis sur une bande de 1° de large : (1) guide d'onde équatorial (en magenta, 0.5°S – 0.5°N, considéré uniquement entre 10°W et la côte africaine) ; (2) guide d'onde de la baie de Biafra (en vert, 0.5°N – 4.7°N, 1° de large à partir de la côte) ; (3) guide d'onde du Nord du Golfe de Guinée (NGG, en noir, 10°W – 8.5°E, 1° de large à partir de la côte).

Les fluctuations du vent dans la partie ouest TAO, entre 40°W et 20°W (Figure I.12, Illig et al., 2020), génèrent des EKW de type *downwelling* ou *upwelling*. Ces ondes se propagent vers l'est le long de l'équateur. Lorsqu'elles atteignent la côte africaine, une partie significative de leur énergie est piégée le long de la côte, de part et d'autre de l'équateur, et se propage vers les pôles sous forme de CTWs (Figure I.12 ; Clarke, 1983; Illig et al., 2004; Illig & Bachèlery, 2019; Illig et al., 2020). Le reste de l'énergie est réfléchi vers le bassin sous forme d'ondes de Rossby équatoriales (ERWs, pour *Equatorial Rossby Waves*), qui se propagent vers l'ouest autour des latitudes 3°S et 3°N (Figure I.12).

La propagation de ces ondes modifie la structure verticale et horizontale de la circulation océanique, en provoquant un déplacement vertical de la thermocline et en générant des anomalies de densité dans toute la colonne d'eau. Ces anomalies entraînent entre autres :

1. des variations stériques de la colonne d'eau, observables sous forme de SLA ;
2. des anomalies de température, maximales en général autour de la thermocline (Polo et al., 2008; Bachèlery et al., 2016a, 2020; Körner et al., 2024; Illig et al., 2024).

Ainsi, la SLA et les anomalies de température peuvent être utilisées comme traceurs pour suivre la propagation de ces ondes dans le TAO.

I.5.2.1 Caractérisation des ondes linéaires équatoriales et des CTWs

Matsuno (1966) a été le premier à établir les équations décrivant les ondes équatoriales dans un modèle en eau peu profonde (*shallow water*) sur un plan β , en considérant que les frontières méridiennes (nord et sud) sont infinies.

Pour un mode barocline vertical m donné, quatre classes d'ondes peuvent être distinguées, chacune associée à un ou plusieurs mode(s) méridien(s) n (Figure I.13) :

1. **Ondes d'inertie-gravité** : certaines se propagent vers l'ouest et d'autres vers l'est.
2. **Ondes de Rossby** : toujours orientées vers l'ouest.
3. **Ondes de Rossby-gravité** (ou ondes de Yanai) : n'existent que pour $n = 0$ et se propagent vers l'ouest.
4. **Ondes de Kelvin (EKWs)** : se propagent vers l'est et constituent un cas particulier avec $n = -1$.

Dans ce travail, nous nous focalisons sur les EKW et leurs prolongements côtiers sous forme de CTWs.

Propagation des EKW

Les EKW sont *non dispersives*, avec une relation de dispersion donnée par :

$$\omega = k\sqrt{gh_m},$$

où g est l'accélération de la pesanteur, h_m la profondeur équivalente du mode barocline m , et k le nombre d'onde zonal (Philander, 1979). Leur vitesse méridienne est nulle, et l'amplitude de la vitesse zonale (u) et de la SLA associée décroît exponentiellement avec la distance à l'équateur (Philander, 1979), selon :

$$(u, \text{SLA}) = (U, \text{SLA}_0) \cdot \exp\left(-\frac{\beta y^2}{2\sqrt{gh_m}}\right), \quad (\text{I.1})$$

où $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ est le paramètre de Rossby (environ $2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à l'équateur), f le paramètre de coriolis, y la distance par rapport à l'équateur, U et SLA_0 sont respectivement les amplitudes du courant et de la SLA à l'équateur.

La distance sur laquelle l'onde est piégée de part et d'autre de l'équateur est :

$$Y_{\text{piégée}} = \sqrt{\frac{2}{\beta}} \cdot (gh_m)^{1/4}.$$

À l'est du TAO, le mode barocline $m = 2$ domine la dynamique linéaire des ondes, avec une vitesse de phase $C = \sqrt{gh_2} \simeq 1.33 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Illig et al., 2004; Brandt et al., 2016; Illig et al., 2018; Kopte et al., 2018; Illig & Bachèlery, 2019). Cette valeur de C donne une estimation de $Y_{\text{piégée}}(m = 2) \simeq 340 \text{ km}$, ce qui signifie que l'onde EKW reste significative jusqu'à environ 3°N et 3°S de l'équateur.

Propagation des CTWs

Lorsque l'EKW atteint la côte africaine, une partie de son énergie est convertie en CTWs, qui se propagent le long de la côte :

- vers le nord, avec la côte à droite (Figure I.12),
- vers le sud, avec la côte à gauche (Figure I.12; Wang, 2002).

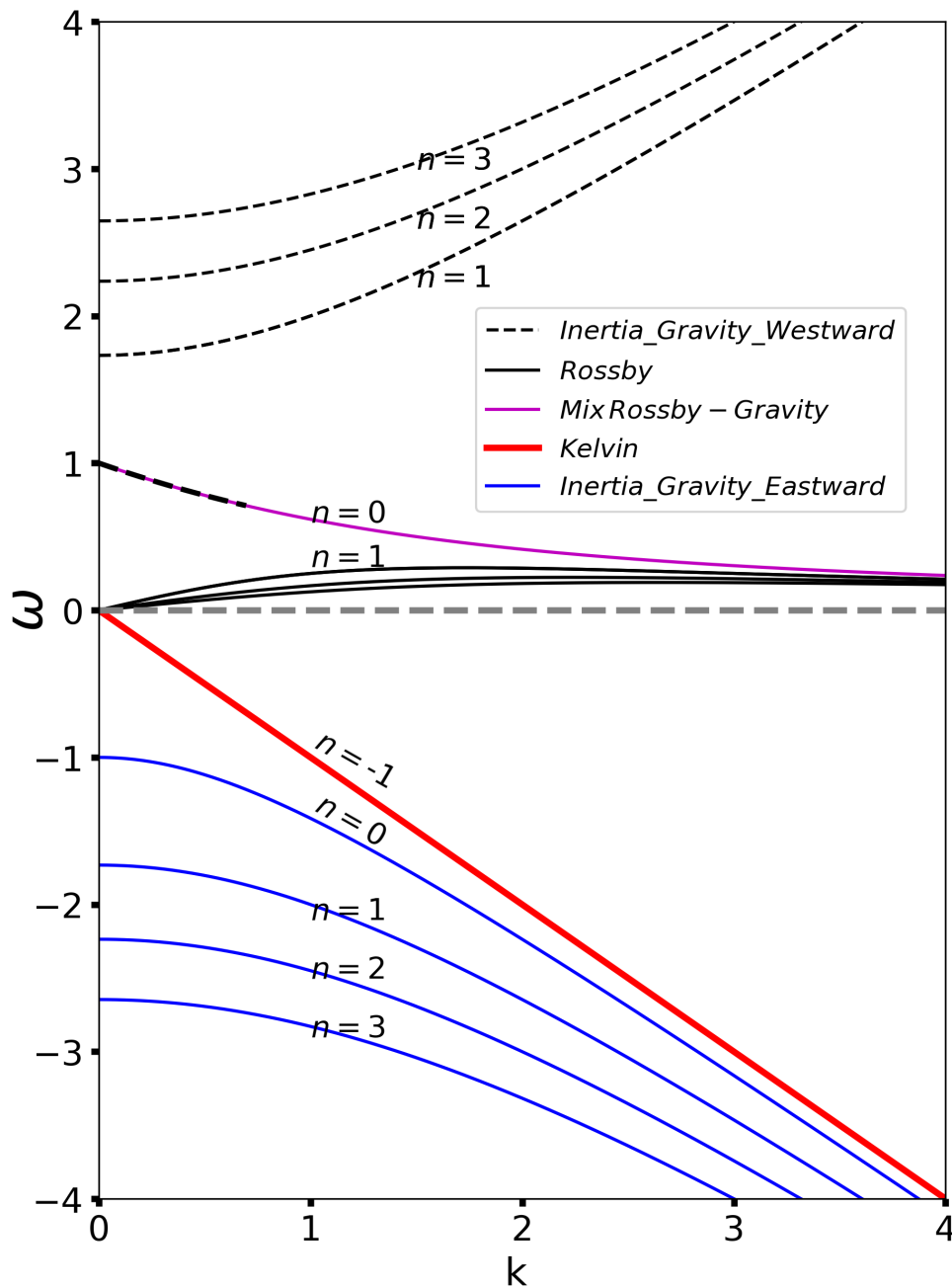


Figure I.13 – Diagramme de dispersion $\omega(k)$ adapté de Matsuno (1966) présentant les quatre classes d'ondes équatoriales : (i) ondes d'inertie-gravité se propageant vers l'ouest (pointillés noirs) et vers l'est (bleu), (ii) ondes de Rossby (noir plein), (iii) ondes de Rossby-gravité ou de Yanai (magenta), et (iv) ondes de Kelvin (rouge). Les valeurs de n représentent les modes méridiens. ω et k sont respectivement la fréquence et le nombre d'onde, adimensionnés. Un ω négative (positive) indique une propagation vers l'est (l'ouest).

Une CTW de *downwelling* approfondit la thermocline, provoquant une SLA positive et un réchauffement de la colonne d'eau, tandis qu'une CTW d'*upwelling* produit l'effet inverse. L'amplitude

d'une CTW diminue à mesure que l'on s'éloigne de la côte, avec une échelle de décroissance transverse ($X_{\text{piégée}}$) comparable au rayon de déformation (R_{d_m}) associé au mode barocline m considéré (Huthnance et al., 1986; Junker et al., 2019; Hughes et al., 2019).

Dans le NGG, $R_{d_{m=1}} \simeq 150$ km (Chelton et al., 1998), ce qui suggère que la CTW peut s'étendre sur une distance importante dans la bande côtière. Elle pourrait ainsi avoir un effet mixte avec une EKW aux latitudes où les distance de piégeage $X_{\text{piégée}}$ et $Y_{\text{piégée}}$ se recouvraient, c'est-à-dire lorsque $X_{\text{piégée}} \cap Y_{\text{piégée}} \neq \emptyset$. De plus, un pattern mixte avec les ERWs serait également possible, ces dernières se propageant généralement autour de 3°N au NGG (Figure I.12).

I.5.2.2 EKWs et CTWs dans le TAO

La majorité des études dans le TAO portant sur la connexion entre la dynamique équatoriale et la variabilité côtière africaine, via les EKWs et, par suite, les CTWs, se sont principalement concentrées sur la partie sud-est du TAO, c'est-à-dire de l'équateur jusqu'au système d'upwelling du Benguela ($\sim 30^\circ\text{S}$) (Florenchie et al., 2004; Rouault et al., 2007, 2018; Bachèlery et al., 2016b; Imbol Koungue et al., 2017, 2019; Illig et al., 2018, 2020; Imbol Koungue & Brandt, 2021; Illig & Bachèlery, 2019, 2023).

Bachèlery et al. (2016a) ont montré qu'à l'échelle interannuelle, les CTWs, forcées depuis l'équateur et se propageant avec des vitesses comprises entre 0.8 et $1.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, dominent la variabilité côtière le long de la côte sud-ouest africaine, de l'équateur jusqu'au Benguela. La variabilité interannuelle de la SST équatoriale du TAO, associée aux événements extrêmes de réchauffement connus sous le nom d'*Atlantic Niños*, est significativement corrélée à celle des *Benguela Niños*. Ces derniers sont directement connectés aux premiers par la propagation des EKWs le long de l'équateur, puis par la transmission de leur énergie sous forme de CTWs le long des côtes africaines (Florenchie et al., 2004; Rouault et al., 2007, 2018; Imbol Koungue et al., 2017, 2019; Bachèlery et al., 2016a; Martín-Rey & Lazar, 2019; Illig et al., 2020).

Aux échelles intra-saisonnières, Illig et al. (2018) et Illig and Bachèlery (2019) ont mis en évidence la connexion entre la dynamique équatoriale du TAO et la variabilité côtière le long de la côte sud-ouest africaine. En complément, Imbol Koungue and Brandt (2021) ont démontré que ces CTWs intra-saisonnières peuvent moduler l'intensité des événements *Benguela Niños* et *Benguela Niñas*, en les amplifiant ou en les atténuant.

Dans la région du NGG, Illig et al. (2024) ont récemment, par la modélisation numérique, mon-

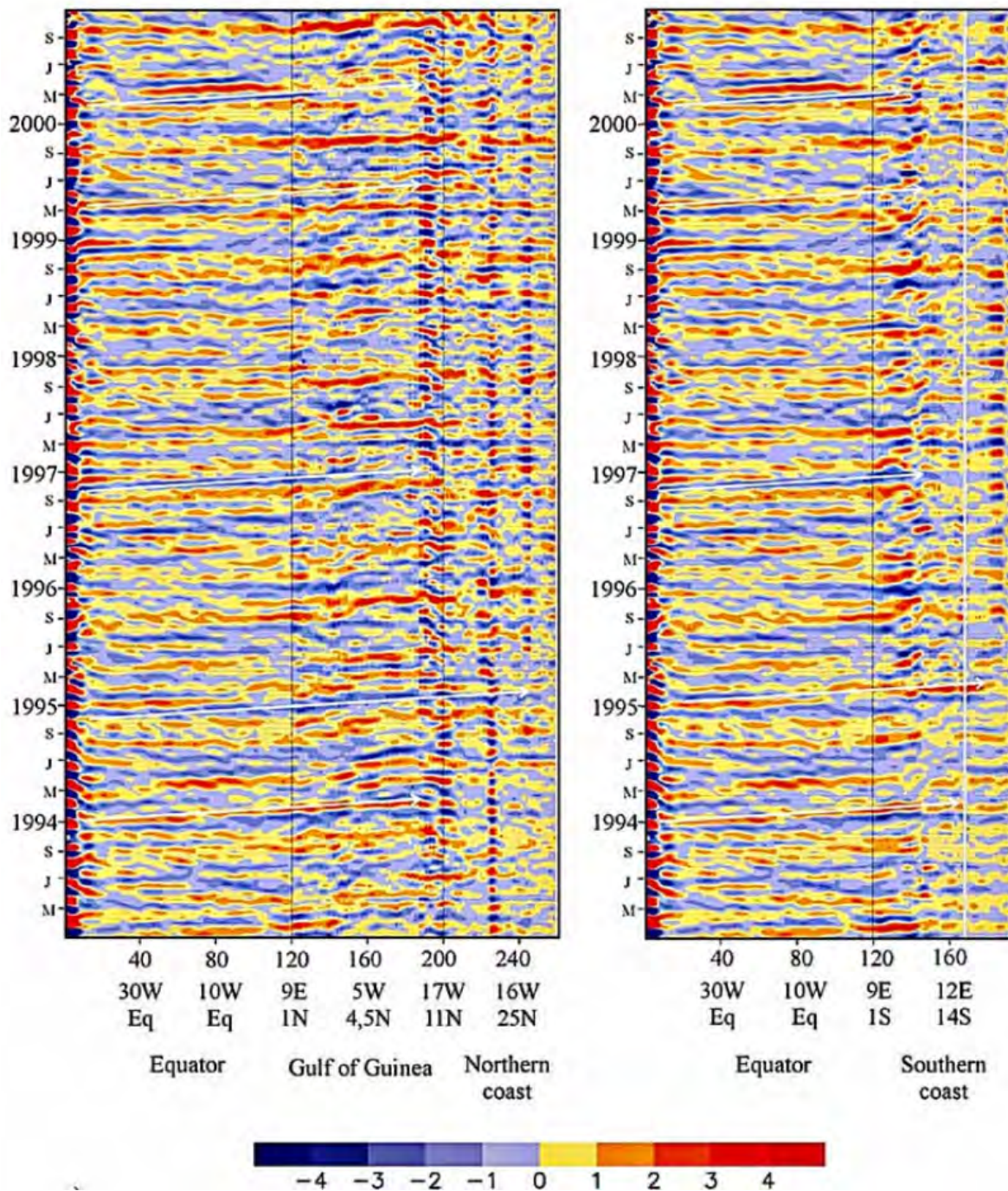


Figure I.14 – Diagramme Hovmöller de la SLA intra-saisonnier, mettant en évidence la propagation des EKWs et CTWs le long de la côte nord et sud africaine. Source : [Polo et al. \(2008\)](#).

tré que plus de 70% de la variabilité interannuelle de la SLA et des températures de subsurface sont expliquées par la dynamique équatoriale, via la propagation des EKWs et des CTWs, laissant une part relativement faible aux forçages locaux. À l'échelle intra-saisonnier (25–95 jours), [Polo et al. \(2008\)](#) à partir de données altimétriques de SLA, ont mis en évidence une connexion entre la

variabilité équatoriale et celle observée le long de la côte du NGG (Figure I.14). Ils ont également montré qu'une partie de l'énergie intra-saisonnière de la SLA, associée aux CTWs, est en phase avec le cycle saisonnier dans le NGG. Toutefois, leur étude ne s'est pas intéressée à l'impact direct de ces CTWs sur l'intensité de l'upwelling saisonnier, laissant ainsi cette question ouverte.

I.6 Objectifs de la Thèse

Cette thèse s'articule autour de deux thématiques principales : (i) la dynamique de mésoéchelle non linéaire, associée aux tourbillons de mésoéchelle, et (ii) la dynamique de mésoéchelle linéaire, liée à la propagation des ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) et des ondes côtières piégées (CTWs) forcées depuis l'équateur et se propageant le long de la côte du nord du Golfe de Guinée (NGG). Les objectifs de ce travail sont les suivants :

- **Concernant la dynamique tourbillonnaire de mésoéchelle :**
 - Quantifier, pendant la grande saison d'upwelling (JASO), les tourbillons présents au NGG, en caractérisant leur nombre, leur occurrence, ainsi que leurs propriétés physiques, notamment leur rayon, leur amplitude et leur durée de vie.
 - Diagnostiquer les processus physiques responsables de la génération de ces tourbillons, à travers une évaluation d'un critère d'instabilité barotrope/barocline, et d'un bilan de vorticité potentielle (PV).
 - Évaluer, à partir d'une étude de cas, un potentiel impact de ces tourbillons sur la dynamique de l'upwelling côtier du NGG.
- **Concernant la dynamique de mésoéchelle linéaire :**
 - Identifier une bande de fréquence intra-saisonnière optimale, puis caractériser la propagation et les propriétés des EKWs et CTWs intra-saisonnière dans le NGG au cours de la grande saison d'upwelling (JASO).
 - Quantifier l'influence de ces CTWs sur la variabilité intra-saisonnière des températures de l'upwelling du NGG, ainsi que sur les variations du niveau de la mer le long de la côte du NGG.
 - Déterminer et analyser les mécanismes par lesquels ces CTWs modulent l'intensité et la variabilité intra-saisonnière de l'upwelling côtier du NGG.

Chapitre II

Modèle, Données et Méthodes

La méthode est un filet. Ce qu'elle attrape dépend de la maille.

Claude Bernard

Sommaire

II.1	Modèle NEMO	27
II.1.1	Configuration Réaliste	29
II.1.2	Configuration idéalisée ou académique	30
II.2	Données satellitaires et <i>in situ</i> utilisées pour la validation du modèle	32
II.2.1	Données de température de l'océan :	32
II.2.2	Données de salinité	33
II.2.3	Courants de surface et hauteur dynamique absolue	34
II.3	Méthodes	34
II.3.1	Diagnostic des tourbillons de mésoéchelle	34
II.3.1.1	Algorithme de détection de tourbillon de mésoéchelle	34
II.3.1.2	Diagnostics liés à la vorticité potentielle	35
II.3.1.3	Critère d'instabilité barotrope/barocline	39
II.3.1.4	Suivi Lagrangien de particules	40
II.3.1.5	Bilan thermique dans la couche de mélange	41
II.3.2	Diagnostic des ondes	43
II.3.2.1	Guides d'ondes : Equateur, Biafra, NGG	43
II.3.2.2	Procédure de filtrage, densité spectrale d'énergie et décomposition en ondelettes	43
II.3.2.3	Composites	46
II.3.2.4	Bilan thermique et décomposition de l'advection verticale	48

II.1 Modèle NEMO

Dans le cadre de cette thèse, les simulations numériques ont été réalisées à l'aide du modèle NEMO (pour *Nucleus for European Modeling of the Ocean*, Madec et al., 2017, 2023). Il s'agit d'un modèle océanique tridimensionnel hydrodynamique à coordonnées géopotentielle (dites

coordonnées Z), qui résout numériquement les équations primitives de Navier-Stokes sous un certain nombre d'hypothèses classiques :

- **Hypothèse de Boussinesq** : la densité de l'eau de mer est considérée comme une constante de référence ρ_0 , perturbée par de faibles variations ρ' ($\rho = \rho_0 + \rho'$), ce qui permet de négliger les variations de densité excepté dans le calcul du terme de flottabilité.
- **Hypothèse hydrostatique** : la pression à un niveau vertical donné dépend uniquement du poids de la colonne d'eau située au-dessus. Cette approximation supprime l'accélération verticale dans l'équation du mouvement vertical, alors les processus convectifs doivent être paramétrés.
- **Incompressibilité du fluide** : les masses d'eau sont supposées incompressibles, ce qui implique que la divergence du champ de vitesse tridimensionnel est nulle.

En suivant la formulation et les notations de [Madec et al. \(2017, 2023\)](#), le système d'équations résolu est constitué des six équations suivantes (formalisme dans le repère cartésien) :

1. Équation du moment horizontal [II.1](#),
2. Équation de l'équilibre hydrostatique [II.2](#),
3. Équation de continuité (incompressibilité) [II.3](#),
4. Équation de conservation de la température potentielle [II.4](#),
5. Équation de conservation de la salinité [II.5](#),
6. Équation d'état [II.6](#).

$$\frac{\partial \vec{U}_h}{\partial t} = - \left[(\vec{\nabla} \times \vec{U}) \times \vec{U} + \frac{1}{2} \nabla (\vec{U}^2) \right]_h - f \vec{k} \times \vec{U}_h - \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}_h p + \vec{D}^u + \vec{F}^u \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (\text{II.2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (T \vec{U}) + D^T + F^T \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (S \vec{U}) + D^S + F^S \quad (\text{II.5})$$

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (\text{II.6})$$

Où :

- $\vec{U} = \vec{U}_h + W \vec{k}$ est le champ de vitesse tridimensionnel, avec \vec{U}_h la composante horizontale, W la vitesse verticale, et \vec{k} le vecteur unitaire vertical local.
- $f = 2\vec{\Omega} \cdot \vec{k}$ est le paramètre de Coriolis, avec $\vec{\Omega} = \|\vec{\Omega}\| \cdot \cos(\theta) \vec{j} + \|\vec{\Omega}\| \cdot \sin(\theta) \vec{k}$ le vecteur de rotation de la Terre où θ et \vec{j} sont respectivement la latitude et le vecteur unitaire méridien local.
- \vec{D} et \vec{F} représentent respectivement les termes de diffusion ou dissipation (paramétrisation des processus sous-mailles tels que la turbulence et la friction) et les forçages externes (flux de surface, vent, etc...).

Pour répondre aux objectifs de cette thèse, deux types de configurations numériques ont été développées à partir de ce modèle.

II.1.1 Configuration Réaliste

La configuration océanique réaliste mise au point pour les besoins de notre étude est basée sur le modèle NEMO couvrant le domaine du golfe de Guinée (Figure II.1, 11°W–14°E et 11°S–7°N). Elle est de type eddy-resolving, avec une résolution horizontale au 1/36° ($\simeq 3$ km) et 50 niveaux verticaux dont 22 dans les 100 premiers mètres; les frontières sud et ouest sont ouvertes. Les flux de chaleur atmosphériques et la tension du vent à la surface de l'océan sont prescrits à l'aide de formulations bulk basées sur l'algorithme du National Center for Atmospheric Research (NCAR, Large & Yeager, 2008). Les forçages atmosphériques pour les flux de chaleur proviennent de la réanalyse japonaise corrigée JRA55-do, à une résolution horizontale de 55 km et une résolution temporelle de 3 heures (Tsujino et al., 2018; Kobayashi et al., 2015). Le forçage atmosphérique pour le vent est issu des données satellitaires ASCAT, à une résolution de 25 km. Les conditions aux limites latérales et les conditions initiales pour la température et la salinité proviennent de la réanalyse Mercator GLORYS12V1 (Lellouche et al., 2021), à une résolution de 1/12°. L'apport en eau douce issue des rivières est prescrit en utilisant les sorties du modèle ISBA-CTRIP (Decharme et al., 2019), à l'exception du fleuve Congo, pour lequel des observations du réseau HYBAM sont utilisées (Laraque et al., 2020). Le mélange vertical est paramétré à l'aide du schéma de fermeture turbulente GLS (pour *Generic Length Scale*) en $K - \epsilon$ (Madec et al., 2023, 2017) où K est l'énergie cinétique turbulente et ϵ le taux de dissipation de cette énergie. Pour les traceurs un schéma d'advection FCT (pour *Flux Corrected Transport scheme*) d'ordre quatre est appliqué sur

l'horizontal et d'ordre deux sur la verticale. Un schéma UBS (pour *Upstream biased scheme*) d'ordre 3 est appliqué pour le moment, et on rajoute un opérateur bilaplacien de diffusion. Une condition de glissement partiel avec un coefficient de 0.5 est appliquée aux frontières latérales, tandis que la friction de fond est paramétrée selon une formulation logarithmique avec une rugosité de 10^{-6} m. La simulation couvre une période de 11 ans (de 2007 à 2017), avec des sorties journalières, après une phase de spin-up de deux ans (2005–2006).

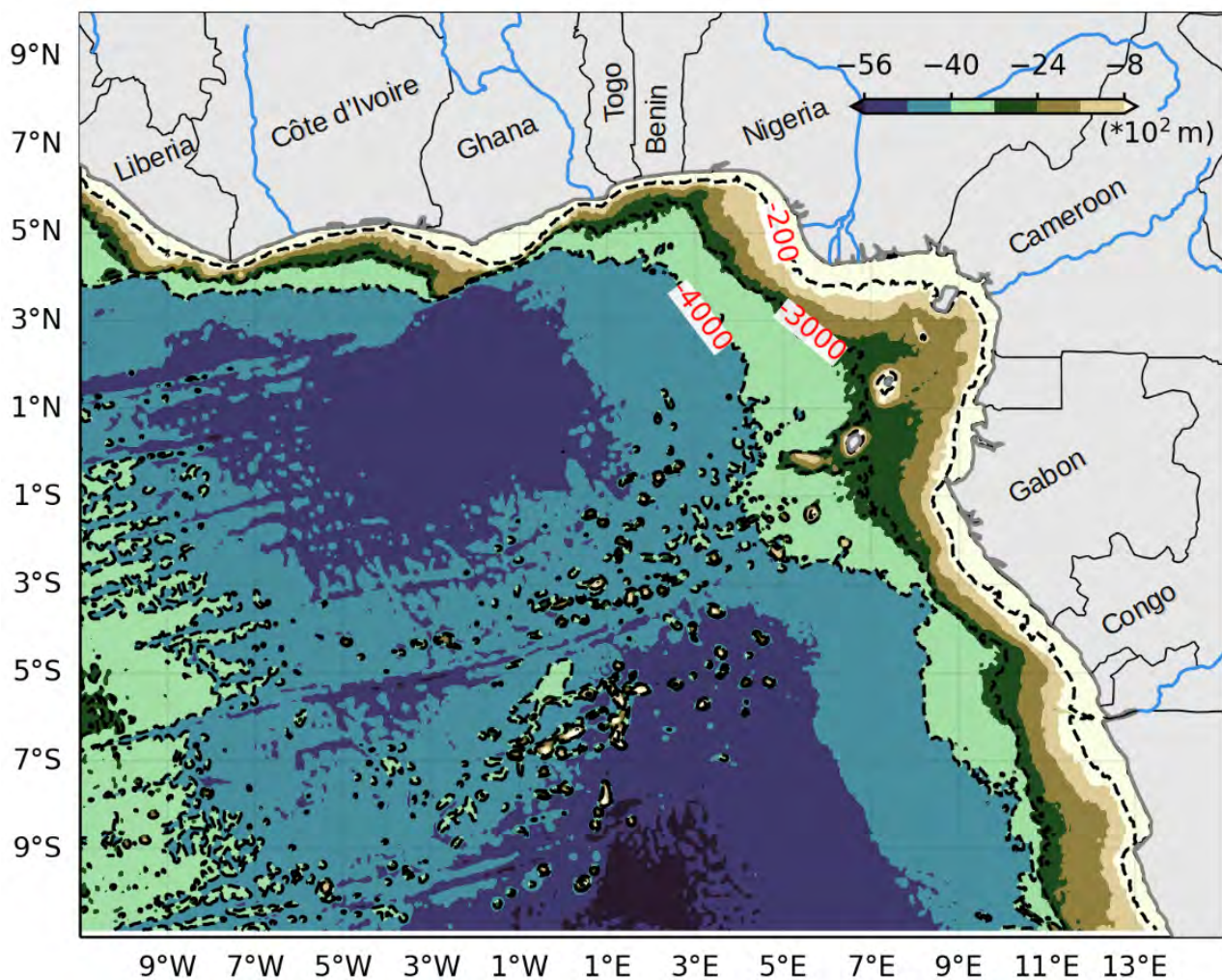


Figure II.1 – Domaine de la configuration, en ombrage la bathymétrie GEBCO (Marks et al., 2019), les contours en pointillé sont les isobathes -200,-3000 et -4000 m.

II.1.2 Configuration idéalisée ou académique

Morel et al. (2023), dans une étude idéalisée d'un cas d'upwelling à l'aide du modèle CROCO (pour *Coastal and Regional Ocean Community model*, Debreu et al., 2012), ont analysé à travers des

diagnostics de bilan de vorticité potentielle (PV), les mécanismes responsables de la génération de tourbillons dans un upwelling. Pour que les instabilités du courant moyen se déclenchent, il faut qu'il existe des anomalies de PV de signes opposés (Charney & Stern, 1962). Morel et al. (2023) ont montré que ce sont les processus non-conservatifs (mélange diabatique et friction) qui génèrent ces anomalies et déterminent ensuite les caractéristiques des tourbillons.

Afin de reproduire et valider ces résultats dans un cadre réaliste avec le modèle NEMO, nous avons commencé par mettre en œuvre la même configuration expérimentale que celle de Morel et al. (2023) avec le modèle NEMO (Madec et al., 2023). Cette démarche vise, d'une part, à vérifier qu'on parvient à des résultats similaires pour les diagnostics de bilan de PV avec NEMO, et surtout d'autre part, à s'assurer de la fermeture du budget de PV dans ce même modèle avant de l'appliquer dans un cas réaliste (voir Section II.1.1). Le but ultime est d'identifier et quantifier les processus physiques impliqués dans la génération de tourbillons au Nord du Golfe de Guinée (NGG, voir chapitre V).

Ci-après nous rappelons la configuration idéalisée de Morel et al. (2023), reproduite avec NEMO. Il s'agit d'un canal périodique Est-Ouest, à bathymétrie uniforme (fond plat), délimité par des murs verticaux aux frontières Nord et Sud (voir Figure II.2). Le canal a une profondeur constante de $H = 1000 \text{ m}$, pour une longueur et largeur égales de $L_x = L_y = 250 \text{ km}$, avec une résolution horizontale de $\Delta x = \Delta y = 1 \text{ km}$. La colonne d'eau est discrétisée sur 80 niveaux verticaux en coordonnées Z , avec une résolution allant de $\Delta z \simeq 1 \text{ m}$ en surface à $\Delta z \simeq 50 \text{ m}$ au fond. Ainsi, les 150 premiers mètres, où la dynamique est analysée, contiennent 50 niveaux verticaux. Le canal est initialement au repos avec une stratification linéaire (coefficient de Brunt-Vaïssala, $N = 5.2 * 10^{-3} \text{ s}^{-1}$). Le paramètre de Coriolis est fixé à une constante $f = 7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, ce qui donne un premier rayon de déformation de Rossby de $R_d \simeq 23 \text{ km}$. On impose un vent zonal d'ouest d'intensité $W = 8 \text{ m.s}^{-1}$. Le stress du vent correspondant est de $\tau_x = 0.1 \text{ N.m}^{-2}$, évalué à partir de la formule bulk $\tau_x = \rho_a C_d |W|W$ où $\rho_a \simeq 1.225 \text{ kg.m}^{-3}$ est la densité de l'air, et $C_d = 0.0012$ le coefficient de transfert turbulent du moment. Le mélange vertical du moment et des traceurs est paramétré par le schéma de fermeture turbulente GLS en $K - \epsilon$. Un schéma UBS d'ordre trois est appliqué pour l'advection du moment et des traceurs. UBS est par construction implicitement diffusif (le schéma numérique engendre une diffusion non explicitée). Comme on ne rajoute pas d'opérateur de diffusion, la diffusion latérale ne pourra pas être explicitement calculée ici, mais ce terme contribue faiblement à la génération d'anomalie de PV. La simulation est conduite sur

une période de 25 jours en sorties horaires.

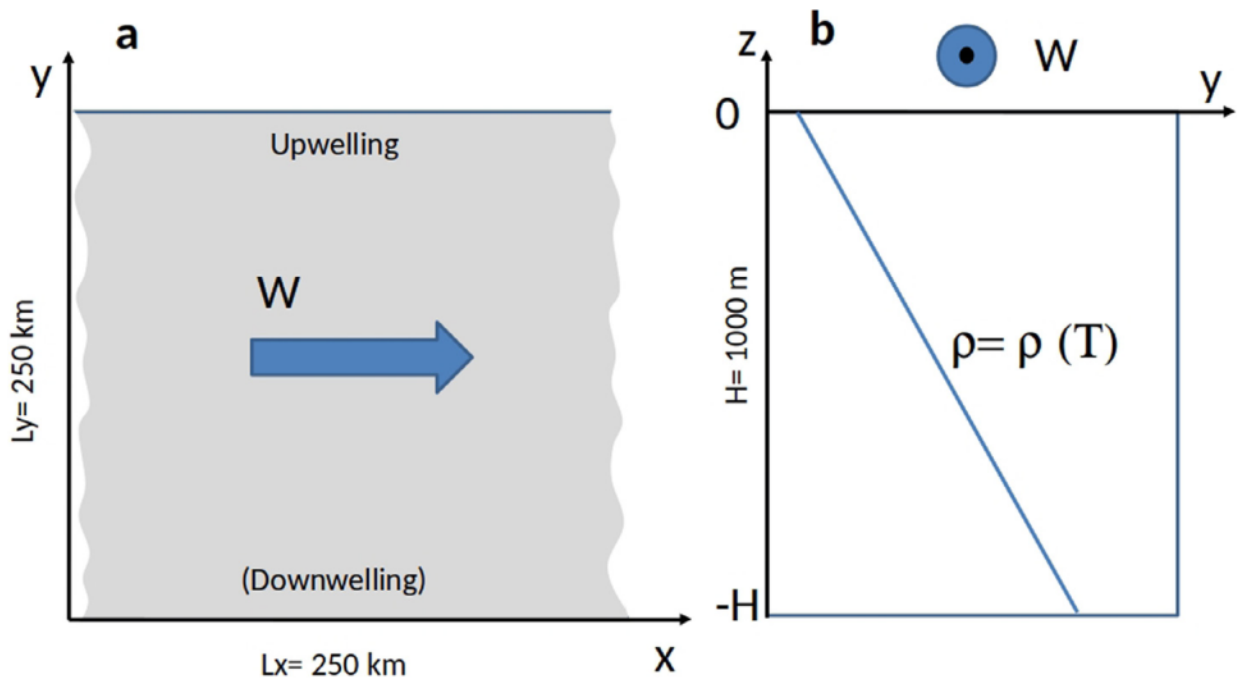


Figure II.2 – (a), vue horizontale du canal, avec un upwelling (downwelling) à la frontière nord (sud), W est le vent d'ouest d'intensité 8 m.s^{-1} . (b), profil vertical de la densité ρ à $t = 0$ qui est fonction de la température T , $\rho = \rho(T) = -0.28T + \rho_0$, avec $\rho_0 = 1030 \text{ kg.m}^{-3}$ (Source : Morel et al., 2023).

II.2 Données satellitaires et *in situ* utilisées pour la validation du modèle

Pour évaluer la capacité du modèle à reproduire la variabilité saisonnière de l'océan dans le Golfe de Guinée, nous avons utilisé une variété de données satellites et *in situ* sur la période 2007 – 2017.

II.2.1 Données de température de l'océan :

- Données *in situ* : Des mesures de température de surface de l'océan (SST, pour *Sea Surface Temperature*) issues du programme de recherche en océanographie physique en Afrique de l'Ouest (PROPAO) ont été utilisées sur la période 2008–2012. Ces données proviennent de quatre stations côtières situées au nord du Golfe de Guinée (Sohou et al., 2020 ; voir

chapitre III Figure 2).

- Produits satellitaires et réanalyses : Nous avons utilisé différents produits pour valider la température simulée du modèle :
 - La SST de OISST V2.1 (*Optimum Interpolation Sea Surface Temperature*) journalière à 0.25° de résolution, issue d'une interpolation optimale combinant données satellites AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) et données *in situ* (Huang et al., 2021a),
 - La SST de MODIS (*Moderate resolution imaging spectroradiometer*) version 2019.0, opérant sur des canaux infrarouges moyens et thermiques avec une résolution de 0.04° et journalière (Kilpatrick et al., 2015),
 - La SST de MUR (*Multi-scale Ultra-high Resolution*) journalière à une résolution de 0.01°, combinant observations infrarouges et micro-ondes (Chin et al., 2017),
 - La SST de OSTIA V2 (*Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis*) journalière à 0.25° de résolution, qui fusionne données satellites infrarouge et observations *in situ* (Good et al., 2020),
 - La climatologie 2005-2017 de WOA18 (*World Ocean Atlas, 2018*) à une résolution de 0.25° combinant des observation *in situ* et satellites, (Garcia et al., 2019).

II.2.2 Données de salinité

- Données *in situ* : Nous avons utilisé des données de salinité de surface (SSS, pour *Sea Surface Salinity*) issues de thermosalinographes embarqués lors de huit campagnes estivales ou traversées effectuées par des navires de recherche français et commerciaux dans le Golfe de Guinée entre 2000 et 2020. Ces données sont moyennées le long de transects répétés au moins trois fois (Alory et al., 2015; Gaillard et al., 2015). Les données de salinité issues de WOA18 sont également utilisées pour la validation du modèle.
- Les produits satellitaires de salinité suivants ont été comparés au modèle :
 - La SSS de SMAP V5 (*Soil Moisture Active Passive*) à 0.25° de résolution (Fore et al., 2016),
 - La SSS de SMOS (*Soil Moisture Ocean Salinity*) L3 V07 débiaisé à 0.25° de résolution (Boutin et al., 2018),

- Un produit combiné SMOS-SMAP avec une meilleure résolution temporelle, développé par LOCEAN (Boutin et al., 2022).

II.2.3 Courants de surface et hauteur dynamique absolue

- La validation des courants de surface du modèle est effectuée avec la climatologie mensuelle à 0.25° de résolution des vitesses de surface dérivées de bouées dérivantes traquées par satellite sur la période 1979–2019 (Laurindo et al., 2017).
- La hauteur dynamique absolue (ADT, pour *Absolute Dynamics Topography*) et la SLA utilisées pour la validation du modèle, sont issues de CMEMS (*Copernicus Marine Environment Monitoring Service*, <https://doi.org/10.48670/moi-00148>) à une résolution de 0.25°, et journalière.

Les résultats de la validation sont présentés au chapitre III pour l'état moyen de la saison d'été boréal, les tourbillons et dans le chapitre IV pour les ondes de Kelvin équatoriales et ondes piégées à la côte..

II.3 Méthodes

Cette section décrit les différentes approches méthodologiques appliquées et outils utilisés pour notre étude sur la dynamique de mésoéchelle non linéaire tourbillonnaire et linéaire ondulatoire au nord du Golfe du Guinée.

II.3.1 Diagnostic des tourbillons de mésoéchelle

II.3.1.1 Algorithme de détection de tourbillon de mésoéchelle

Pour l'extraction des tourbillons, nous avons utilisé l'algorithme développé par Chaigneau et al. (2009) et Pegliasco et al. (2015), et qui par suite a été appliqué dans l'océan Atlantique tropical par Aguedjou et al. (2019). Avec cet algorithme, le centre d'un tourbillon est défini comme un extremum local de l'anomalie de ADT, maximum pour les anticyclones, minimum pour les cyclones. Le bord du tourbillon est défini par le contour de ADT fermé le plus externe possible entourant ce centre. En plus de la détection de tourbillons, cet algorithme fournit diverses propriétés associées

aux tourbillons dont leur rayon, amplitude, énergie cinétique turbulente, durée de vie, ainsi que leur trajectoire (pour plus de détails, voir [Aguedjou et al., 2019, 2021](#); [Pegliasco et al., 2015](#); [Chaigneau et al., 2009](#)).

Pour notre étude, nous n'avons retenu que les tourbillons ayant une durée de vie d'au moins une semaine, une amplitude et un rayon médian d'au moins 1 cm et 30 km, respectivement, le long de leur trajectoire. L'algorithme a été appliqué à la fois sur l'ADT issue de l'altimétrie et à celle simulée par le modèle. Afin de pouvoir comparer les deux jeux de données, l'ADT du modèle a été corrigée en la référençant à celle de l'altimétrie (équation II.7), selon [Dieng et al. \(2019\)](#).

$$ADT_{\text{modèle}}(t, x, y) = SSH_{\text{modèle}}(t, x, y) - \overline{SSH}_{\text{modèle}}(x, y) + \overline{ADT}_{\text{altimétrie}}(x, y) \quad (\text{II.7})$$

où $SSH_{\text{modèle}}$ est la hauteur de surface de la mer du modèle, $\overline{SSH}_{\text{modèle}}(x, y)$ et $\overline{ADT}_{\text{altimétrie}}(x, y)$ sont respectivement les moyennes temporelles de la SSH du modèle et de l'ADT de l'altimétrie sur la période 2007–2017 ; t, x, y sont respectivement les coordonnées temporelle, zonale et méridienne. Notez que la $SSH_{\text{modèle}}$ a été au préalable interpolée sur la grille de l'altimétrie d'une résolution de 0.25° .

II.3.1.2 Diagnostics liés à la vorticité potentielle

Vorticité potentielle "rescalée" :

La vorticité potentielle (PV, équation II.8) est une grandeur physique conservée en suivant le mouvement des particules d'eau, c'est-à-dire de manière lagrangienne. Cela signifie qu'en l'absence de processus non conservatifs (adiabatiques), chaque particule d'eau conserve sa valeur de PV. Les tourbillons de mésoéchelle peuvent être identifiés par leur anomalie locale de PV : positive (négative) pour les structures cycloniques (anticycloniques) dans l'hémisphère nord, et inversement dans l'hémisphère sud. Il existe différentes formulations de la PV, dont la plus courante est celle proposée par [Ertel \(1942\)](#), équation II.9, obtenue en posant $G(\rho) = \rho$ dans l'équation générale II.8.

$$PV = (\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \vec{\nabla} G(\rho) \quad \text{où } G \text{ est une fonction de } \rho \quad (\text{II.8})$$

$$PV_{\text{Ertel}} = (\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \vec{\nabla} \rho \quad (\text{II.9})$$

Cependant, cette formulation classique de la PV d'Ertel, bien que simple, rend difficile l'identification de l'anomalie de PV associée à la dynamique elle-même, surtout dans les régions fortement stratifiées, où le gradient vertical de densité domine largement la signature de la PV. En plus, dans un cadre eulérien, il peut s'avérer compliquer à discriminer l'anomalie de PV_{Ertel} liée à la dynamique tourbillonnaire (type géostrophique ou cyclostrophique) de celle induite par les ondes de gravité, lesquelles déplacent la pycnocline et modifient la stratification et donc la PV d'après l'équation II.9. Pour contourner ces problèmes, Morel et al. (2019) (voir aussi Assene et al., 2020; Napolitano et al., 2022) proposent une forme dite "rescalée" de la PV, définie par l'équation II.10, en considérant $G(\rho) = Z(\rho)$, où Z est la position verticale de densité ρ le long d'un profil de référence ρ^* .

$$PV_{\text{rescalée}} = (\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \vec{\nabla} Z(\rho) \quad (\text{II.10})$$

Le gradient $\vec{\nabla} Z(\rho)$ est calculé à partir du profil de référence $Z(\rho^*) = z$ représentant la stratification au repos à l'échelle du bassin, qui est prise invariante dans le temps, notamment quand on s'intéresse à des processus de subsurface. Ce profil de référence est obtenu par réarrangement diabatique de la densité de Lorenz (1955) (voir aussi Nakamura, 1995; Winters & D'Asaro, 1996) : les particules d'eau dans le domaine sont rangées selon leur densité potentielle dans différentes classes de densité allant de la plus légère à la plus dense et orientées vers le bas, de telle sorte que le profil réarrangé de densité obtenue soit représentatif de l'état de repos ou stable du domaine. Récemment, Morel et al. (2023) ont généralisé la formulation de la PV "rescalée" (voir équation II.11), en intégrant la dépendance temporelle du profil de référence, afin de prendre en compte la formation de nouvelles classes de densité en surface qui seraient liées aux processus diabatiques de grandes échelles dont les échanges océan-atmosphère et le mélange vertical à grande échelle.

$$PV_{\text{rescalée}} = (\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \vec{\nabla} Z(\rho, t) \quad (\text{II.11})$$

$$= \vec{\nabla} \cdot \left((\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) Z(\rho, t) \right) \quad (\text{II.12})$$

A l'état de repos de l'océan (i.e $Z(\rho^*, t) = z$), la $PV_{\text{rescalée}}$ s'identifie à la vorticité planétaire f , et son anomalie par rapport à f (i.e $PV_a = PV_{\text{rescalée}} - f$) correspond à la PV quasig ostrophique (  petit nombre de Rossby). Sa moyenne isopycnale ($\overline{PV_a}$) est représentative de la dynamique géostrophique et en particulier des instabilités barotrope ou barocline.

Calcul de la vorticité potentielle rescalée :

La $PV_{\text{rescalée}}$ peut s'écrire sous forme d'un opérateur de divergence (équation II.12) ce qui facilite son calcul (volume intégrale, Figure II.3). En effet, sur la grille Arakawa-C du modèle, nous considérons des cellules cubiques dont les coins sont les points des traceurs (voir Figure II.3) et calculons la PV moyenne à l'intérieur de chaque cellule. Cette valeur se met sous la forme d'une simple circulation le long des arêtes de la cellule (Figure II.3), d'après le théorème de Ostrogradsky-Stokes. Ceci permet un calcul compact (limité à une seule cellule numérique), ce qui limite les erreurs d'interpolation.

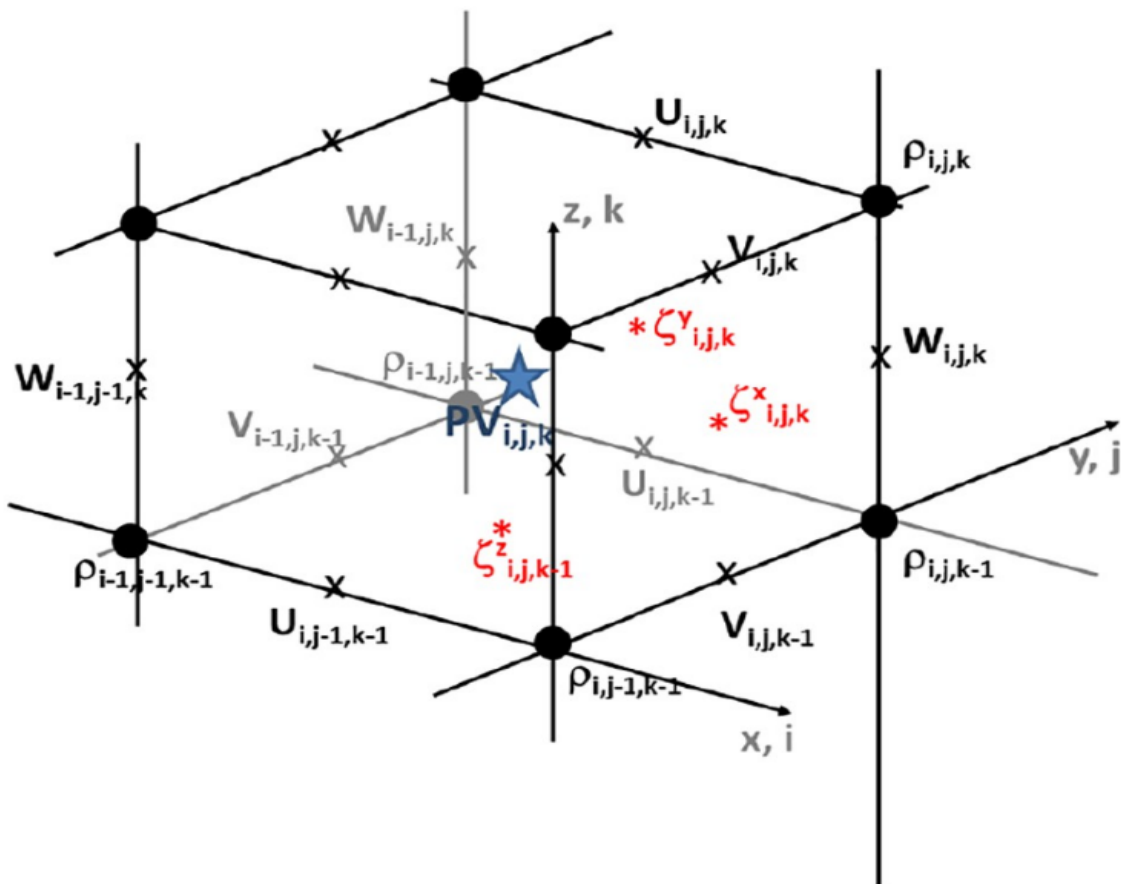


Figure II.3 – Cellule élémentaire où la PV est calculée selon Morel et al. (2019) : la PV est centrée dans la cellule, et les différents composantes de la vorticité relative (ζ^x , ζ^y , ζ^z) centrées aux faces orthogonales à leur direction.

Prise en compte de l'outcropping de surfaces isopycnales :

L'outcropping d'isopycnes en surface est connu pour être représentable comme une anomalie de PV dans une approche quasigéostrophique (Bretherton, 1966). Ce principe se généralise avec la

$PV_{\text{rescalée}}$. Par exemple, cet effet est pris en compte si on veut calculer la moyenne de la PV dans des couches isopycnales intégrant la surface (équation II.13), particulièrement dans les régions d'upwelling.

$$\overline{PV}_{\text{rescalée}} = \frac{1}{h} \left(\int_{z=-h(\rho)}^{z=0} PV_{\text{rescalée}} dz - \underbrace{[(\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f})Z(\rho, t)]_{z=0}}_{\text{effet d'outcropping}} \right)$$

$$\overline{PV}_a = \overline{PV}_{\text{rescalée}} - f \quad (\text{II.13})$$

où h est l'épaisseur de la couche entre l'isopycne ρ et la surface ($Z = 0$), $Z(\rho, t)$ est le profil vertical de la densité ρ par rapport à celui de référence $Z(\rho^*, t)$, et est par construction toujours négatif. L'outcropping (ou remontée) des isopycnes en surface crée systématiquement de la PV_a positive qui peut générer des structures cycloniques (Morel et al., 2019, 2023; Schneider et al., 2003; Ernst et al., 2023).

Bilan de vorticité potentielle : influence de la friction et du mélange

Le système d'équations primitives de Navier-Stokes établi dans la section II.1 peut encore être synthétisé sous la forme (Morel et al., 2023) :

$$\frac{d\vec{U}}{dt} + \vec{f} \times \vec{U} = -\frac{\vec{\nabla}P}{\rho_0} + \vec{g} \frac{\rho}{\rho_0} + \vec{F}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \quad (\text{II.14})$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \dot{\rho}$$

où \vec{F} représente les termes non-conservatifs pour le moment c'est à dire les effets frictionnels (e.g. la friction du vent), et $\dot{\rho}$ représente les processus non-conservatifs liés au mélange diapycnal. Ils sont en général prescrits sous forme de termes de diffusion et leurs coefficients de diffusion sont paramétrés dans nos deux configurations réalistes et idéalisées (voir Section II.1.1 et II.1.2).

Considérant le formalisme de la PV de l'équation II.11 et le système d'équation II.14, l'équation d'évolution ou bilan de la PV d'après Morel et al. (2023) s'écrit sous forme Lagrangienne :

$$\frac{d}{dt} PV_{\text{rescalée}} = \vec{\nabla} \cdot \left[\underbrace{(\vec{\nabla} \times \vec{F})Z(\rho, t)}_{\text{Friction}} + \underbrace{(\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f})\partial_\rho Z(\rho, t)}_{\text{Mélange}} (\dot{\rho} - \partial_t \rho^*|_{\rho, t}) \right] \quad (\text{II.15})$$

ou encore en Eulérien :

$$\partial_t PV_{\text{rescalée}} = \vec{\nabla} \cdot \left[\underbrace{-\vec{U} PV_{\text{rescalée}}}_{\text{Advection}} + \underbrace{(\vec{\nabla} \times \vec{F}) Z(\rho, t)}_{\text{Friction}} + \underbrace{(\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \partial_\rho Z(\rho, t) (\rho - \partial_t \rho^*|_{\rho, t})}_{\text{Mélange}} \right] \quad (\text{II.16})$$

Le terme du mélange est corrigé avec $\partial_t \rho^*|_{\rho, t} = \partial_t \rho^*(Z(\rho, t), t)$ qui est à la restructuration du profil de densité de référence à l'échelle du bassin. Cette restructuration n'a aucune conséquence directe sur la dynamique et ne doit donc pas être prise en compte sur la génération d'anomalie de PV.

Ce bilan de PV est calculé en offline et permet de quantifier les contributions respectives de la friction et du mélange dans la génération de tourbillons observés au nord du Golfe de Guinée.

II.3.1.3 Critère d'instabilité barotrope/barocline

Les instabilités barotropes et baroclines sont généralement diagnostiquées en termes de conversion de l'énergie cinétique et potentielle moyenne en énergie turbulente (Oliveira et al., 2009; Kubryakov et al., 2022; Gao et al., 2024). Les instabilités barotropes sont associées à une conversion de l'énergie cinétique moyenne en énergie cinétique turbulente, tandis que les instabilités baroclines impliquent une conversion de l'énergie potentielle disponible (APE) en énergie cinétique et APE turbulente.

Dans ce travail, nous adoptons une approche alternative de ces diagnostics, basée sur le critère de stabilité de Charney and Stern (1962) pour des courants parallèles. Selon ce critère, le développement d'instabilités nécessite un changement de signe du gradient de PV du courant moyen. Sous l'hypothèse d'une circulation barotrope, la PV se réduit à la vortacité absolue, soit $PV = \zeta + f$, où ζ est la vortacité relative, et le critère de stabilité revient à analyser la quantité $C = \vec{\nabla}(\zeta + f)$. Ce critère a été généralisé par Rayleigh (1880) pour les courants non parallèles (équation II.17), en l'identifiant à la composante du gradient de la PV projetée selon \vec{n} qui est la direction préférentielle de développement des instabilités (Arnold, 1965; Drazin & Howard, 1966).

$$C = \vec{\nabla}(\zeta + f) \cdot \vec{n} \quad (\text{II.17})$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire orthogonal à la direction du courant local. La vorticité relative ζ est ici calculée à partir du courant géostrophique, afin de permettre une comparaison des champs de C entre le modèle et les données altimétriques. Le vecteur unitaire \vec{n} est défini comme $\vec{n} = \frac{\vec{\nabla} \Psi}{\|\Psi\|}$, où $\Psi = \frac{-g}{f} \cdot SSH$, est la fonction de courant.

Le principe de ce critère est le suivant : les instabilités barotropes prédominent dans les zones où C est proche de zéro ; ailleurs, d'autres types d'instabilités, notamment baroclines, doivent être envisagées. Ce critère C a également été appliqué au nord-ouest de l'Atlantique tropical par [Aguedjou et al. \(2019\)](#), puis au sud-ouest par [Dossa et al. \(2022\)](#).

II.3.1.4 Suivi Lagrangien de particules

Afin d'étudier l'évolution spatiale et temporelle des tourbillons ainsi que leurs propriétés physiques associées, nous avons mené des expériences de suivi lagrangien de particules à partir des champs simulés du modèle en sortie journalière (vitesse, température, salinité, et PV). Pour cela, nous avons travaillé en mode offline avec deux outils lagrangiens distincts :

- **Parcels v2.2** (pour *Probably A Really Computationally Efficient Lagrangian Simulator*, [DeLandmeter & Van Sebille, 2019](#)) est un simulateur lagrangien permettant de suivre des trajectoires de flotteurs virtuels. Dans les travaux de ma thèse, les simulations lagrangiennes sont initialisées avec des particules placées dans un tourbillon identifié à une date donnée. Celles-ci sont advectées par le champ de vitesse tridimensionnel du modèle sur une durée t , et leur position (latitude, longitude, profondeur) ainsi que diverses propriétés physiques (température, salinité, densité, etc..) sont enregistrées le long de leur trajectoire. L'équation d'évolution des particules s'écrit $X(t + \delta t)$, où X représente la position 3D de la particule au temps $t + \delta t$. Lorsque δt est négatif, l'expérience est dite en amont (backward) et permet de retracer l'origine des masses d'eau piégées dans le tourbillon ; lorsque δt est positif, l'expérience est dite en aval (forward) et permet de suivre le devenir des masses d'eau piégées dans le tourbillon. Afin de respecter la condition de stabilité de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL), le pas de temps est fixé à 5 minutes dans la zone d'étude, avec une intégration réalisée à l'aide du schéma de Runge–Kutta d'ordre 4.
- Pour les diagnostics lagrangiens liés à la vorticité potentielle (PV), nous avons utilisé le même algorithme de suivi lagrangien que [Assene et al. \(2020\)](#) et [Morel et al. \(2023\)](#), sur

un bilan de PV complet dans un cas idéalisé, et réaliste. Cet outil, bien qu'applicable à d'autres champs physiques, est spécifiquement conçu pour le suivi lagrangien de la PV et des différents termes de son bilan (voir équation bilan II.15), afin de quantifier les processus non-conservatifs (mélange, friction) responsables de la génération d'anomalies de PV permettant de générer des tourbillons. L'interpolation spatiale des différents champs se fait par un schéma d'ordre 2. Le calcul lagrangien est effectué toutes les 10 minutes dans la simulation idéalisée, et toutes les 15 minutes dans la configuration réaliste, conformément au critère de stabilité CFL. L'interpolation temporelle des champs du modèle est assurée par un schéma de type cubic spline.

II.3.1.5 Bilan thermique dans la couche de mélange

Nous avons calculé online un bilan thermique dans la couche de mélange (MLD, pour *Mixed Layer Depth*) afin de quantifier l'interaction entre l'upwelling côtier et les tourbillons de mésoéchelle. La tendance totale de la température océanique intégrée dans la MLD est contrôlée par différents processus physiques, équation II.18, selon Jouanno et al. (2011). La MLD est définie comme étant la profondeur de l'isopycne correspondante à une variation de densité de 0.03 kg.m^{-3} par rapport à la densité à 10 m de profondeur, comme proposé par de Boyer Montégut et al. (2004) et appliqué au NGG par Alory et al. (2021). La tendance totale de la température (équation II.18) est régie, dans son second membre, par différents processus physiques : les termes d'advection 3D, les termes de diffusion latérale et verticale, ainsi que les flux de chaleur solaires et non solaires entre l'océan et l'atmosphère.

$$\begin{aligned}
 \underbrace{\frac{\delta \langle T \rangle}{\delta t}}_{\text{Tendance Totale}} &= \underbrace{-\langle u \delta_x T \rangle}_{XAD} - \underbrace{\langle v \delta_y T \rangle}_{YAD} - \underbrace{\langle w \delta_z T \rangle}_{ZAD} \\
 &\quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{Advection zonale + méridienne + verticale}} \\
 &+ \underbrace{\langle D_l(T) \rangle}_{\text{Diffusion latérale}} - \underbrace{\frac{1}{h} (K_z \delta_z T)_{z=-h}}_{\text{Diffusion verticale}} + \underbrace{\frac{Q^* + Q_s(1 - f_{z=-h})}{\rho \cdot c_p h}}_{\text{Echanges ocean-atmosphère}}
 \end{aligned} \tag{II.18}$$

avec $\langle X \rangle = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 X dz$, représentant la moyenne verticale d'une grandeur X entre la surface et la MLD en $z = -h$.

Les termes XAD , YAD et ZAD ($^{\circ}\text{C.s}^{-1}$) correspondent respectivement à l'advection zonale, méri-

dienne et verticale de la température par les composantes zonale (u), méridienne (v) et verticale (w) de la vitesse ($m.s^{-1}$). La diffusion latérale et verticale dépendent respectivement de l'opérateur de diffusion latérale D_l (s^{-1}) et du coefficient de diffusion verticale K_z . Les échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère sont contrôlés par le flux de chaleur solaire Q_s ($J.s^{-1}.m^{-2}$ ou $W.m^{-2}$), dont une fraction $f(z)$ atteint la profondeur z (m), et par le flux de chaleur non solaire Q^* ($J.s^{-1}.m^{-2}$ ou $W.m^{-2}$), qui comprend le flux infrarouge de grande longueur d'onde, le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente. Ces flux sont pondérés par la capacité thermique massique de l'océan C_p ($J.kg^{-1}.°C^{-1}$) et sa densité ρ ($kg.m^{-3}$).

Pour quantifier l'interaction entre l'upwelling côtier et un tourbillon spécifique, un bilan de chaleur est évalué dans une boîte définie entre $1.5^\circ W$ et $1^\circ E$, de $4^\circ N$ jusqu'à la côte, comprenant à la fois les eaux d'upwelling côtier et le tourbillon, dont le bord coïncide avec les frontières de cette boîte (voir chapitre III, Figure 7b). Pour évaluer les processus externes qui, via les termes d'advection, contrôlent la température moyenne dans cette boîte et donc dans l'upwelling, nous utilisons la méthode proposée par Lee et al. (2004), selon l'équation II.19. Cette approche consiste à quantifier les anomalies de température advectées à travers les surfaces latérales de la boîte, relativement à la température moyenne T_m dans la boîte :

$$-\frac{1}{V} \iiint_{\text{boîte}} \vec{U} \cdot \vec{\nabla} T \, dx \, dy \, dz = -\frac{1}{V} \iint_{\text{Surface}} (\vec{U} \cdot \vec{n})(T - T_m) \, dS \quad (\text{II.19})$$

où V est le volume de la boîte, \vec{U} le champ de vitesse tridimensionnelle, T la température, \vec{n} le vecteur unitaire sortant normal à chaque face, et S la surface de la face correspondante. La température moyenne dans la boîte est définie comme $T_m = \frac{1}{V} \iiint T \, dx \, dy \, dz$. D'après l'équation II.19, pour faire évoluer T_m par advection selon une frontière (face) de la boîte, la température T à cette frontière doit être différente de T_m .

L'influence de l'interaction entre l'upwelling et le tourbillon spécifique sur la température dans la zone d'upwelling est donc évaluée à travers les termes d'advection. Pour isoler la contribution spécifique des processus tourbillonnaires, un filtre temporel haute fréquence est appliqué au bilan de température, en particulier aux termes d'advection calculés dans et aux frontières de la boîte (équation II.19). Cette démarche vise à séparer la variabilité associée au processus de mésoéchelle dont les tourbillons de ceux saisonniers ou de grande échelle (Vallis, 2017; Napolitano et al., 2019, 2021). La fréquence de coupure choisie pour le filtre haute fréquence est de $1/30$ jours $^{-1}$, en ac-

cord avec le temps de résidence typique (ou durée de vie) du tourbillon dans la zone d'étude, comme nous le montrons au chapitre III. Les processus de fréquence supérieure à cette valeur sont associés au tourbillon, tandis que ceux de fréquence inférieure relèvent de la dynamiques saisonnière ou de plus grande échelle, telles que l'upwelling saisonnier ou le renforcement du GC.

II.3.2 Diagnostic des ondes

II.3.2.1 Guides d'ondes : Equateur, Biafra, NGG

Le suivi des ondes se fait le long de guides d'ondes d'une largeur de 1° que nous avons définis sur la Figure I.12 : le guide d'onde équatoriale, où se propagent les EKWs, et les guides d'ondes le long des côtes de Biafra et du NGG où se propagent vers les pôles les CTWs.

Le guide d'ondes équatorial s'étend de $0.5^\circ S$ à $0.5^\circ N$ en latitude et de $10^\circ W$ jusqu'à la côte ouest-africaine en longitude (Figure I.12). Les guides d'ondes de Biafra et du NGG sont construits par projection orthogonale de 1° de large par rapport à l'orientation locale de la côte. Le guide d'ondes de Biafra couvre la bande latitudinale allant de $0.5^\circ N$ à $4.7^\circ N$, tandis que celui du NGG s'étend longitudinalement de $10^\circ W$ à $8.5^\circ E$ (Figure I.12).

Pour suivre les EKWs le long de l'équateur, toutes les variables physiques sont moyennées selon la direction méridienne dans le guide équatorial. Pour les CTWs dans la baie de Biafra et le long de la côte du NGG, les moyennes sont faites sur des transects perpendiculaires à la côte.

II.3.2.2 Procédure de filtrage, densité spectrale d'énergie et décomposition en ondelettes

La variabilité associée aux EKWs intrasaisonnières et aux CTWs qui en résultent est étudiée en appliquant un filtrage passe-bande le long des différents guides d'ondes prédéfinis (voir Figure I.12). Les prétraitements suivants ont d'abord été réalisés :

1. **Soustraction de la tendance** : Toutes les variables physiques (Var) utilisées dans cette étude ont été corrigées d'une tendance linéaire sur la période 2008–2017, afin de supprimer les variations à long terme et les variables obtenues sont notées $Detr_Var$.
2. **Suppression du cycle saisonnier** : A partir de $Detr_Var$, un cycle saisonnier a été calculé à l'aide d'une moyenne glissante centrée sur une fenêtre de 30 jours, avec un pas de temps journalier sur la période 2008–2017. Ce cycle a ensuite été retiré à $Detr_Var$ pour obtenir $Detr_Var_remov_SC = Detr_Var - Cycle_saisonnier$. À noter que cela supprime aussi

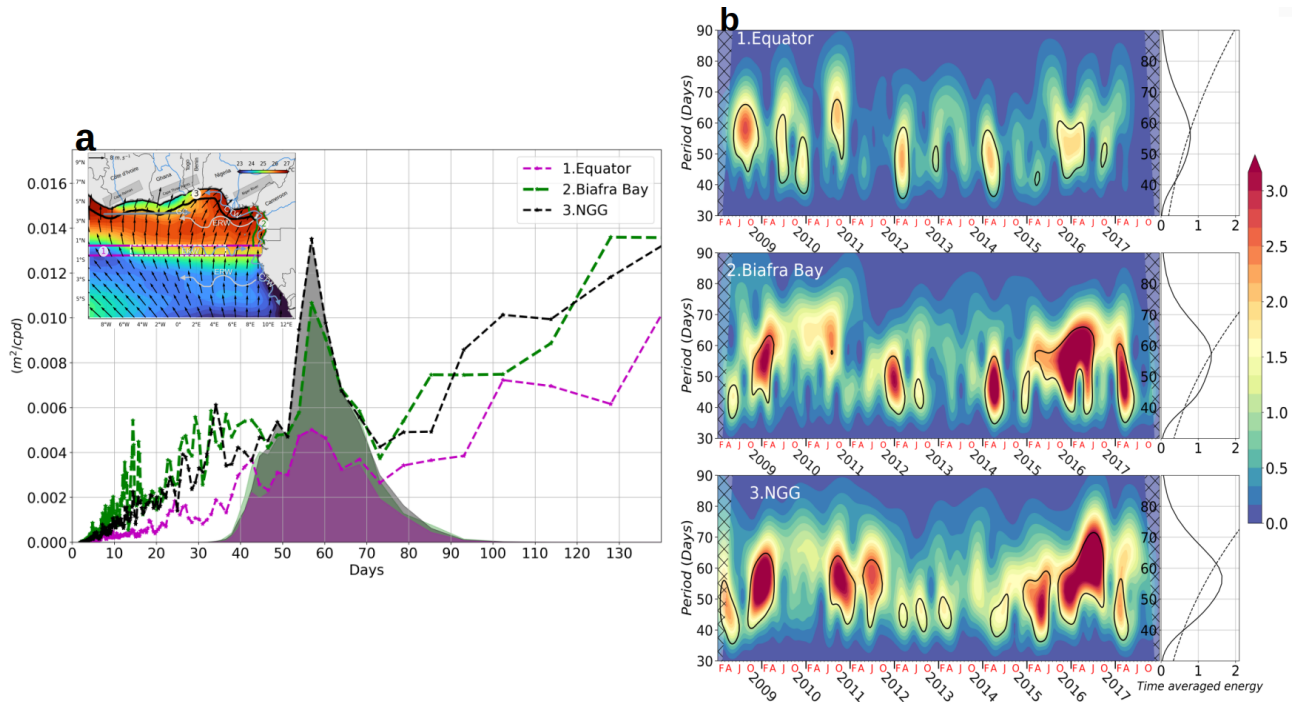


Figure II.4 – (a) PSD de la SLA dans les boîtes de guides d'ondes : (1) équatoriale (violet), (2) baie de Biafra (vert), et (3) NGG (noir). En ombrage est représentée la PSD de la SLA filtrée en passe-bande entre 40–80 jours. (b) Spectre en ondelettes normalisé (NWPS pour *Normalised Wavelet Power Spectrum*) de la SLA normalisée (en ombrage), les contours noirs fermés délimitent les NWPS significatifs à 90% selon un test χ^2 . Les zones hachurées délimitent le cône d'influence i.e. les zones affectée par les effets de bord (i.e. les debut et fin de la série temporelle de la SLA normalisée). Les panneaux latéraux les plus à droite représentent les moyennes temporelles des NWPS dans les trois guides d'ondes (traits pleins), les lignes en pointillé sont les seuils de significativité à 90% du test χ^2 .

la part des signaux intra-saisonniers synchronisés avec le cycle saisonnier (par exemple des périodes de 60, 90 ou 120 jours).

3. **Analyse spectrale** : Afin d'évaluer les fréquences contenues dans *Detr_Var_remov_SC*, nous avons appliqué une analyse en densité spectrale d'énergie (PSD, pour *Power Spectrum Density*) sur la SLA selon la méthode de Welch (Welch, 1967; Solomon, 1991). La PSD est calculée sur chaque point de grille dans les guides d'ondes, puis moyennée spatialement dans chacune des trois guides d'ondes. La série temporelle de chaque point de grille subdivisées en huit segments avec un recouvrement de 50%; une fenêtre de type Hamming pour contrôler les effets de bord de ces segments, et une fréquence d'échantillonnage de 1 cycle/jour sont appliquées lors du calcul de la PSD. Les résultats montrent un pic dominant de l'énergie autour de la période 58 jours, commun aux guides d'ondes équatorial, de la baie de Biafra et du NGG (Figure II.4a).

4. **Filtre passe-bande intra-saisonnier** : La bande de fréquences utilisée pour l'analyse de la variabilité intra-saisonnaire doit être choisie avec soin. Elle doit non seulement préserver l'amplitude du pic d'énergie (Figure II.4a), mais aussi éviter l'introduction de pics spectraux artificiels, c'est-à-dire non physiques. Après plusieurs tests sur différentes bandes fréquentielles, la bande de 40–80 jours (ombrage, Figure II.4a) a été retenue. Toutes les variables physiques utilisées dans cette étude ont été filtrées dans cette bande afin d'isoler la variabilité intra-saisonnaire. Le filtrage utilisé est un filtre de Butterworth d'ordre 3. On peut constater qu'il y a peu d'effet de bord avant la période 40 jours et après 80 jours (ombrage, Figure II.4a), mais ces effets de bord restent négligeables au regard de l'amplitude du pic dominant et des résultats du test de significativité Figure II.4b.
5. **Analyse en ondelettes** : Pour étudier l'évolution temporelle de l'énergie de la SLA dans la bande 40–80 jours, nous avons appliqué une transformée en ondelettes continues (CWT pour *Continuous Wavelet Transform*, Torrence & Compo, 1998) à la SLA filtrée. Les séries temporelles de la SLA dans les guides d'ondes équatorial, de la baie de Biafra et du NGG sont d'abord normalisées par l'écart-type moyen des trois guides d'ondes (équation II.20) afin de pouvoir faire une comparaison entre ces dernières.

$$STD = \frac{STD_{\text{Équateur}} + STD_{\text{Baie Biafra}} + STD_{\text{NGG}}}{3} \quad (\text{II.20})$$

Ensuite, la CWT est calculée par convolution avec une ondelette de Morlet de fréquence adimensionnelle $\omega_0 = 6$ (équation II.21) :

$$CWT_n(s) = \sum_{n'=0}^{N-1} \frac{SLA_{n'}}{STD} \Psi^* \left[\frac{(n' - n) \delta t}{s} \right] \quad (\text{II.21})$$

$$NWPS_n(s) = \frac{CWT_n(s)}{s \cdot C_\delta} \quad (\text{II.22})$$

où CWT_n est la CWT à l'indice temporel n et à l'échelle $s = s_0 \cdot 2^{j \cdot dj}$, avec $s_0 = 2\delta t = 2$ imposé par la fréquence de Nyquist, $dj = 1/15$ la résolution en échelle, et $j = \{0, 1, \dots, 512\}$. N est la taille de la dimension temporelle de la SLA avec un pas de temps $\delta t = 1$ jour. L'ondelette de Morlet est définie comme $\Psi(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0\eta} e^{-\eta^2/2}$, et Ψ^* son conjugué complexe. La *NWPS* (*Normalized Wavelet Power Spectrum*) est obtenue en normalisant la CWT par $s \cdot C_\delta$ (équation II.22) conformément à Goubanova et al. (2013), avec $C_\delta = 0.776$ pour une

ondelette de Morlet (Torrence & Compo, 1998). Les *NWPS* pour les trois guides d'ondes sont présentées en Figure II.4b. Les résultats révèlent une intensification significative de l'énergie intra-saisonnière de la SLA pendant les années 2008, 2009, 2010, 2012, 2014, 2015 et 2016, avec des structures significatives et cohérentes entre les trois régions. Les moyennes temporelles des *NWPS* indiquent que l'essentiel de l'énergie significative pour les trois régions est contenu dans la bande 40–60 jours (Figure II.4b).

Notons que la même analyse spectrale et en ondelettes a été aussi appliquée à la SLA issue de l'altimétrie (Section II.2.3), sur la même période et en utilisant les mêmes guides d'ondes que pour la SLA issue de la simulation NEMO (voir Chapitre IV, Figure S1). Les résultats montrent une très bonne cohérence entre le modèle et les observations, validant ainsi la capacité du modèle à reproduire la variabilité intra-saisonnière de la SLA.

II.3.2.3 Composites

Pour extraire les ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) intra-saisonnières les plus énergétiques en été boréal, nous avons élaboré une approche en composite suivante :

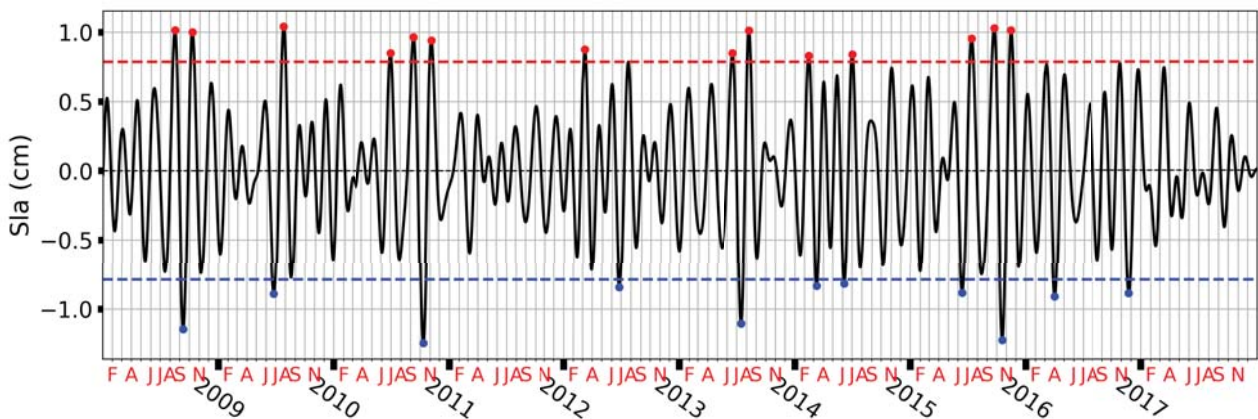


Figure II.5 – Composites de la SLA avec un filtre passe-bande de 40–80 jours, calculés dans la zone délimitée par le cadre blanc en pointillés de la figure I.12. Les lignes horizontales en pointillés rouges et bleues représentent respectivement les seuils de $1.8 \times STD_{SLA}$ et $-1.8 \times STD_{SLA}$, avec $STD_{SLA} = 0.44 \text{ cm}$. Les événements sélectionnés correspondent aux pics de SLA dépassant $1.8 \times STD_{SLA}$ pour les EKWs de type downwelling (points rouges), et à ceux en dessous de $-1.8 \times STD_{SLA}$ pour les EKWs de type upwelling (points bleus).

1. D'abord, Nous avons calculé la moyenne spatiale de la SLA induite par les EKWs intra-saisonnières dans la boîte de référence définie dans le guide d'ondes équatorial ($5^\circ W - 5^\circ E$).

$^{\circ}E$, $0.5^{\circ}S - 0.5^{\circ}N$, cadre en pointillés blancs, figure I.12).

- Ensuite, nous avons identifié les pics positifs de SLA (P^+ , downwelling EKW) et négatifs (P^- , upwelling EKW), définis comme les événements où l'amplitude de la SLA induite par les EKW dépasse 1.8 fois l'écart-type STD de la SLA ($STD_{SLA} = 0.44 \text{ cm}$). Un total de 25 événements (P^+ et P^-) satisfont à ce critère sur la période 2008-2017 (Figure II.5). Étant

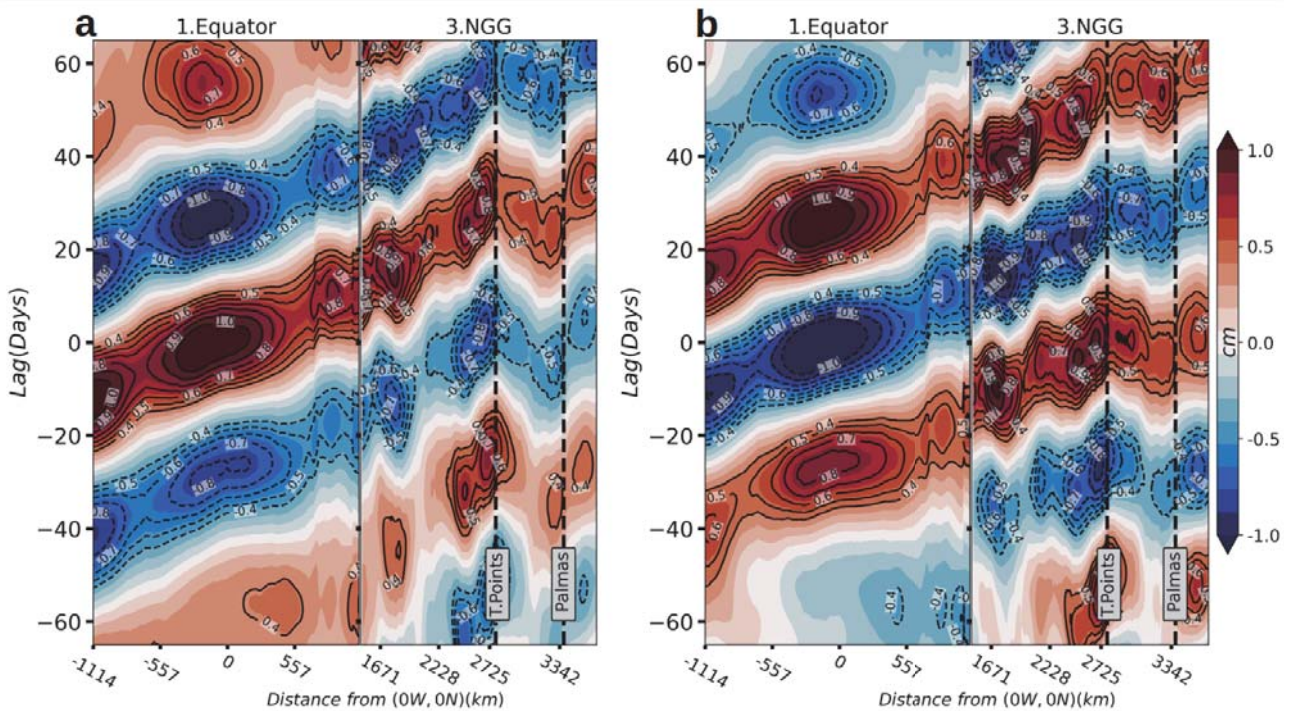


Figure II.6 – Diagramme de Hovmöller des composites de la SLA filtrée durant JJASO, pour P^+ (panneau de gauche) et P^- (panneau de droite), le long des guides d’ondes équatorial et NGG (en couleur et en isocontours de 0.1 cm). L’axe des ordonnées représente le décalage temporel par rapport au pic de l’amplitude de SLA ($Lag\ 0$) induite par la EKW dans la boîte de référence (-557 à 557 km), l’axe des abscisses indique la distance par rapport au point de référence ($0^{\circ} W$, $0^{\circ} N$). Les lignes verticales pointillées sont les positions du cap Three Points (Ghana) et du cap Palmas (Côte d’Ivoire).

donné que notre étude se concentre sur la grande saison d’upwelling entre juillet et octobre (JASO) (Morlière, 1970; Djakouré et al., 2017; Brandt et al., 2023), nous avons retenu les pics identifiés pendant JASO, en y incluant également ceux de juin. En effet, les EKW intra-saisonniers générées en juin atteignent la zone d’upwelling du NGG (Ghana et Côte d’Ivoire) en ne signant en anomalies de température de la mer (STAs pour *sea temperature anomalies*) qu’à partir du mois de juillet, comme nous le montrons plus tard dans le chapitre IV en estimant la vitesse de phase de l’onde. Cette sélection résulte en un total 18 événements (10 de downwelling et 8 de upwelling) entre juin et octobre (JJASO), soit 72% des

25 événements identifiés sur l'ensemble de la période 2008-2017 (Figure II.5). Nous avons les indices temporelles de ces composites à partir desquelles nous construisons les champs composites de SLA, STAs, densité, et courants océaniques, tels que : $Lag\ 0$ correspond au pic de l'amplitude de la SLA induite par la EKW dans la boîte de référence du guide d'ondes équatorial (cadre en pointillés blancs, Figure I.12) ; $Lag\ 0 + X\ jours$ indique un décalage de X jours avant ou après ce pic, selon le signe de X .

Nous avons ensuite calculé les composites pour les phases P^+ et P^- des EKW et des CTWs qui en résultent. La composite montre une symétrie des amplitudes de SLA entre les phases de downwelling P^+ et d'upwelling P^- sur une fenêtre de 60 jours avant et après le pic de la SLA dans le guide d'ondes équatorial ($Lag\ 0$, Figure II.6). Par conséquent, nous avons choisi de combiner les composites P^+ et P^- en une seule composite de phase positive (ou downwelling) C , définie comme suit : $C = (P^+ - P^-)/2$.

II.3.2.4 Bilan thermique et décomposition de l'advection verticale

Afin de quantifier l'impact des CTWs sur la variabilité de la température dans l'upwelling au NGG, le bilan de chaleur a été calculé sur toute la colonne d'eau (équation II.23). Cette dernière est la même que celle de l'équation II.18, à la différence qu'elle représente le bilan de chaleur évalué sur chaque niveau vertical z sans intégration sur la verticale.

$$\begin{aligned}
 \underbrace{\frac{\delta T}{\delta t}}_{\text{Tendance Totale}} &= \underbrace{\underbrace{-u\delta_x T}_{XAD} \underbrace{-v\delta_y T}_{YAD} \underbrace{-w\delta_z T}_{ZAD}}_{\text{Advection zonale + méridienne + verticale}} + \underbrace{D_l(T)}_{\text{Diffusion Latérale}} \\
 &\quad - \underbrace{\delta_z(K_z\delta_z T)}_{\text{Diffusion verticale}} + \underbrace{\frac{Q^* + Q_s \cdot f(z)}{\rho \cdot c_p}}_{\text{Echanges air-mer}}
 \end{aligned} \tag{II.23}$$

Pour isoler la contribution des CTWs intra-saisonniers, chaque terme de l'équation II.23 a été filtré avec un filtre passe-bande sur la période 40–80 jours selon la procédure décrite dans la section II.3.2.2 avant de construire la composite décrite en section II.3.2.3.

Pour aller plus loin sur l'analyse du rôle des CTWs intra-saisonniers sur la modulation de la température, nous avons décomposé l'advection verticale ZAD , que nous identifions plus tard comme étant le contributeur dominant, en différentes composantes (équation II.24).

La vitesse verticale (w) est décomposée en deux composantes : une composante (w') filtrée avec

un filtre passe bande sur la période 40–80 jours que nous associons aux CTWs intra-saisonniers, et une autre composante (\bar{w}) représentant l'état moyen, qui inclut toute la variabilité en dehors de la période 40-80 jours principalement dominée par les processus de basses fréquences (Figure II.4a). Ainsi, en chaque point de grille, on exprime la vitesse verticale étant $w = \bar{w} + w'$. Par analogie, la température (T) s'exprime $T = \bar{T} + T'$, où \bar{T} représente la température associée à l'état moyen, et T' représente la STA associée à la CTW intra-saisonnière.

En utilisant cette décomposition, l'advection verticale totale ZAD peut être réécrite comme suit :

$$\underbrace{w\delta_z T}_{ZAD\ Totale} = \underbrace{\bar{w}\delta_z \bar{T}}_{Term1} + \underbrace{\bar{w}\delta_z T' + w'\delta_z \bar{T} + w'\delta_z T'}_{Term2} \quad (II.24)$$

Chaque terme de l'équation II.24 représente une contribution à l'advection verticale de température :

- **Terme 1** : Contribution de l'état moyen, dans laquelle la température basse fréquence (moyenne) est advectée par la vitesse verticale basse fréquence (moyenne).
- **Terme 2** : Advection verticale de température associé à la dynamique des CTWs (c'est-à-dire la ZAD totale filtrée avec un filtre passe-bande sur la période 40-80 jours) :
 1. $\bar{w}\delta_z T'$: advection de la STA due à la CTW intra-saisonnière par la vitesse verticale basse fréquence.
 2. $w'\delta_z \bar{T}$: advection de la température basse fréquence par la vitesse verticale de la CTW intra-saisonnière.
 3. $w'\delta_z T'$: advection de température purement associée aux CTWs, où la STA de la CTW intra-saisonnière est advectée par la vitesse verticale de la CTW intra-saisonnière.

L'ensemble de ces outils et méthodes ont été mis en œuvre pour étudier la dynamique de méso-échelle au NGG et son implication sur l'upwelling côtier. Les résultats sont présentés aux chapitres suivants.

Chapitre III

Interaction tourbillon et upwelling Côtier au Nord du Golfe de Guinée

Un tourbillon n'est pas un désordre, c'est une mémoire en rotation.

Karim

Sommaire

III.1 Contexte et Objectifs	51
III.2 Résumé de l'article	53
Article : Thiam et al. (2024)	54
III.3 conclusion et perspectives	77

III.1 Contexte et Objectifs

La dynamique de mésoéchelle associée aux tourbillons océaniques est d'une grande importance dans la compréhension des processus physiques et biologiques de l'océan, particulièrement en côtier. En effet, ces tourbillons ont la capacité de piéger des masses d'eau dans leurs zones de formation et de les transporter sur plusieurs kilomètres, tout en ayant un cœur aux propriétés physiques et biogéochimiques potentiellement différentes des eaux environnantes (Chelton et al., 2011; Hasson et al., 2019; Huang et al., 2021b; Aguedjou et al., 2021, 2023). Ainsi, ces tourbillons peuvent localement modifier d'une manière significative la température, la salinité, la concentration en nutriments des masses d'eau, etc.

Dans l'océan global, bien que les tourbillons de mésoéchelle puissent être générés partout en fonction des processus physiques prédominants, certaines régions sont plus favorables à la genèse de ces structures, telles que les systèmes d'upwelling de bord Est, la zone de transition entre la côte

et le large, les zones proches des îles ou caps ainsi que les zones de front où se rencontrent différentes masses d'eau (Calil et al., 2008; Chaigneau et al., 2008, 2009; Chelton et al., 2011; Gula et al., 2015, 2016; Pegliasco et al., 2015, 2021; Gao et al., 2024).

Dans le TAO, les tourbillons de mésoéchelle peuvent se former dans les systèmes d'upwelling du Benguela et des Canaries, ainsi qu'au bord ouest, dans la zone de réflexion du courant Nord du Brésil, et à l'ouest du contre-courant nord-équatorial; mais également à l'est du TAO dans le NGG (Johns et al., 1990; Djakouré et al., 2014; Aguedjou et al., 2019).

Le NGG est une région caractérisée par une forte variabilité saisonnière de sa SST, notamment avec l'apparition d'une petite saison d'upwelling entre Janvier et Mars, et d'une grande saison d'upwelling pendant l'été boréal de Juillet à début Octobre (JASO). Nous nous intéressons à cette grande saison d'upwelling dans le NGG dans cette thèse.

La région d'upwelling du NGG peut être identifiée en deux cellules d'upwelling aux dynamiques assez différentes. La cellule d'upwelling de la Côte d'Ivoire, localisée à l'est du Cap Palmas entre la Côte d'Ivoire et le Ghana, est forcée par le renforcement et détachement du courant de Guinée de la côte (Djakouré et al., 2017; Brandt et al., 2023). La cellule d'upwelling du Ghana localisée à l'est du Cap Three Points entre le Ghana et le Bénin est induite par le vent parallèle à la côte entraînant un transport d'Ekman vers le large compensé par une remontée d'eau de subsurface causant ainsi la formation de l'upwelling côtier (Djakouré et al., 2017; Brandt et al., 2023). Cependant, il est aussi observé pendant la saison d'upwelling, la génération de structures tourbillonnaires de mésoéchelle au large du NGG, mais également à proximité ou au sein même des cellules d'upwellings (Djakouré et al., 2014; Aguedjou et al., 2019, 2021). Ainsi les objectifs de ce chapitre sont :

- d'abord, d'évaluer la capacité de notre simulation GG36 basée sur le modèle NEMO à reproduire les principales caractéristiques dynamiques et physiques de notre zone d'étude, le NGG;
- ensuite, de quantifier ces structures tourbillonnaires de mésoéchelle par leur nombre et fréquence d'occurrence, les propriétés qui leur sont associées telles que leur rayon, amplitude et leur durée de vie; et d'évaluer leurs mécanismes de génération en termes d'instabilités barotropes/baroclines;
- enfin, d'analyser, à partir d'un cas d'étude, comment ces tourbillons peuvent aussi interagir avec l'upwelling côtier à l'est du cap Three Points, en modulant certaines propriétés

physiques telles que la température et la salinité.

III.2 Résumé de l'article

Les sorties de notre simulation réaliste (Section II.1.1) sur la période 2007-2017, sont rigoureusement validées avec des données satellites, *in situ* et des climatologies. La validation a montré la capacité du modèle à reproduire la dynamique océanique dans le NGG, ainsi que les propriétés physiques associées. Cependant des biais chauds de l'ordre de 0.03°C à 0.6°C sont notés, comparés aux observations. La salinité du modèle est plus faible que les observations avec des biais de l'ordre de -0.52 à -0.15 . L'ADT du modèle se compare bien avec celle déduite de l'altimétrie avec un faible biais de 0.2 mm ; de même que les courants du modèle avec un biais de $4\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, comparés aux courants de bouées dérivantes.

Concernant les tourbillons, 38 trajectoires de cycloniques et 35 anticycloniques sont détectées avec le modèle sur la période 2007-2017 pendant la grande saison d'upwelling JASO; contre 22 trajectoires cycloniques et 34 d'anticycloniques pour l'altimétrie. Ces tourbillons présentent, le long de leur trajectoire, un rayon moyen de 95 km pour les cyclones et 125 km pour les anticyclones, et une durée de vie de l'ordre du mois pour des amplitudes moyennes entre 1 et 2 cm . Les tourbillons cycloniques sont formés pour la plupart près des cellules d'upwelling. Les tourbillons cycloniques et anticyclones détectés avec l'altimétrie sont en prédominance générés par des instabilités barotropes. En cela, le modèle est en accord avec l'altimétrie pour les tourbillons anticyclones : 98% des anticyclones issus du modèle sont dus à des instabilités barotropes. Par contre 26% des tourbillons cycloniques ne sont pas dus à des instabilités de type barotrope et donc potentiellement liés à des instabilités baroclines.

Un tourbillon cyclonique détecté dans la cellule d'upwelling du Ghana pendant la saison d'upwelling, du 14 Juillet au 13 Août 2016, est particulièrement étudié. Il s'agit d'un tourbillon de surface quasi-stationnaire, d'un rayon moyen de 73 km et d'une amplitude moyenne de 2 cm , piégé entre la côte et le courant de Guinée. Une analyse lagrangienne révèle que les eaux piégées dans le tourbillon, proviennent des cellules d'upwelling de la Côte d'Ivoire et du Ghana, qui se mélangent ensuite avec les eaux du large plus chaudes et moins salées, avant d'être transportées par le courant de Guinée. À partir d'une analyse du bilan de chaleur, nous montrons que cette interaction tourbillon-upwelling côtier induit un impact sur la SST avec un double effet : (i) du 14 au 26

juillet, le tourbillon étend vers le large les eaux froides et salées (23 °C et 35.6) de l'upwelling côtier ; (ii) du 27 juillet jusqu'à sa dissipation, il affaiblit cet upwelling par un apport principalement de l'est d'eaux chaudes en provenance du large.

Cette étude met en lumière comment l'interaction tourbillon–upwelling peut moduler l'upwelling côtier dans le NGG.



OPEN ACCESS

EDITED BY

Marco Bajo,
National Research Council (CNR), Italy

REVIEWED BY

William McKiver,
National Research Council (CNR), Italy
Zhixuan Feng,
East China Normal University, China

*CORRESPONDENCE

Abdoul Karim Thiam
✉ abdoul-karim.thiam@univ-tlse3.fr

RECEIVED 23 September 2024

ACCEPTED 07 November 2024

PUBLISHED 27 November 2024

CITATION

Thiam AK, Alory G, Dadou I, Napolitano D, Aguedjou HMA, Cardot C, Morvan G, Morel Y and Jouanno J (2024) Mesoscale dynamics and its interaction with coastal upwelling in the northern Gulf of Guinea. *Front. Mar. Sci.* 11:1500753. doi: 10.3389/fmars.2024.1500753

COPYRIGHT

© 2024 Thiam, Alory, Dadou, Napolitano, Aguedjou, Cardot, Morvan, Morel and Jouanno. This is an open-access article distributed under the terms of the [Creative Commons Attribution License \(CC BY\)](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/). The use, distribution or reproduction in other forums is permitted, provided the original author(s) and the copyright owner(s) are credited and that the original publication in this journal is cited, in accordance with accepted academic practice. No use, distribution or reproduction is permitted which does not comply with these terms.

Mesoscale dynamics and its interaction with coastal upwelling in the northern Gulf of Guinea

Abdoul Karim Thiam^{1*}, Gael Alory¹, Isabelle Dadou¹, Dante Napolitano^{1,2}, Habib Micaël A. Aguedjou¹, Camille Cardot¹, Guillaume Morvan¹, Yves Morel¹ and Julien Jouanno¹

¹Université de Toulouse, LEGOS (CNES/CNRS/IRD/UPS), Toulouse, France, ²Univ. Brest, LOPS (CNRS/Ifremer/IRD/IUEM), Plouzané, France

Mesoscale dynamics is essential to understanding the physical and biological processes of the coastal ocean regions due to its ability to modulate water properties. However, on the shelf, interactions between eddies, coastal currents, and topography involve complex processes whose observation, understanding, and accurate simulation still pose a major challenge. The purpose of our work is to quantify the mesoscale eddies in the northern Gulf of Guinea, off West Africa (10°W–10°E, 2°N–7°N), and their dynamical interaction with the near-surface ocean particularly in the coastal upwelling that occurs in summer between 2°W and 2°E. We used a regional NEMO model simulation at 1/36° resolution over the 2007–2017 period with daily outputs. A total of 38 cyclonic and 35 anticyclonic eddy trajectories were detected over the 2007–2017 period in July–August–September (JAS), with a mean radius along their trajectories of 95 km and 125 km, respectively. The mean lifetime for cyclones and anticyclones is approximately 1 month with an associated sea-level amplitude between 1 and 2 cm. We then focused on the JAS upwelling period of the year 2016 and found a 73 km radius cyclonic eddy east of Cape Three Points (Ghana) with a lifetime of 1 month which interacted with the coastal upwelling. Indeed, the quasi-stationary eddy dwelled within the coastal upwelling region from mid-July to mid-August 2016. A Lagrangian study shows that the eddy waters come from the coastal upwelling, then mix with warmer offshore waters, and later are transported eastward by the Guinea Current. Using a heat budget analysis, we show that this eddy–coastal upwelling interaction has an impact on sea surface temperature (SST) with a double effect: i) the eddy expands offshore the cold and salty waters (23°C and 35.6) of the coastal upwelling from 14 to 26 July; and ii) from 27 July until its dissipation, the eddy weakens this upwelling by an easterly inflow of warm offshore waters. This study highlights how the eddy–upwelling interaction can modulate the coastal upwelling in the northern Gulf of Guinea.

KEYWORDS

sea surface temperature, Gulf of Guinea, modeling, eddy, coastal upwelling, eddy-upwelling interaction, coast-offshore exchange, Lagrangian simulation

1 Introduction

In the ocean, the mesoscale represents spatial scales from 10 km to a few hundred km. The dynamics at those scales are dominated by quasi-circular structures with a temporal scale of the order of days to months; these so-called mesoscale eddies have properties like polarity (cyclonic or anticyclonic rotation), eddy kinetic energy (EKE), radius, amplitude of the associated sea-level anomaly (SLA), and lifetime, which are in general related to their mechanisms and locations of formation (e.g., Chaigneau et al., 2009; Chelton et al., 2011; Aguedjou et al., 2019, 2021).

The dynamics associated with these mesoscale features play an important role in the ocean's physical and biogeochemical properties. Indeed, these eddies have the ability to trap water masses in their formation regions and transport them through different regions, with their core isolated from surrounding waters. Eddies can propagate over long distances; for instance, between the coastal and the open ocean and when losing coherence can significantly modify the temperature, salinity, and nutrients of local water masses (e.g., Chelton et al., 2011; Hasson et al., 2019).

Locally, near the surface, cyclonic (anticyclonic) eddies are generally associated with negative (positive) SLA that in turn are positively correlated to negative (positive) sea surface temperature (SST) anomalies due to vertical/horizontal advection or mixing. However, some studies show a negative correlation between SST and SLA or even no correlation at all in some cases, e.g., due to interaction with the seasonal cycle of the mixed layer dynamics or air-sea interactions (e.g., Hausmann and Czaja, 2012; Liu et al., 2020; Aguedjou et al., 2021, 2023).

Mesoscale eddies can also have a sea surface salinity (SSS) signature due to vertical/horizontal advection or mixing (the same processes as SST) and also the freshwater discharge of rivers such as the Amazon River or the Congo River (e.g., Hasson et al., 2019; Huang et al., 2021b; Aguedjou et al., 2023). These mesoscale structures can also influence the food chain by fueling primary production through an input of nutrients into the euphotic layer. This phenomenon is more noticeable in oligotrophic regions (e.g., Benitez et al., 2007; McGillicuddy, 2016).

In the global ocean, even if mesoscale eddies can appear anywhere depending on the predominant physical processes, there are areas favorable to the genesis of these structures like the Eastern boundary upwelling systems, the coastal-open ocean transition zone, and frontal zones (e.g., Chaigneau et al., 2009; Chelton et al., 2011). In the tropical Atlantic Ocean (TAO), mesoscale eddies can appear in the Benguela and Canary upwelling systems, also at the western boundary along the North Brazil Current retroflection, and in the western part of the North Equatorial Counter Current (e.g., Johns et al., 1990; Aguedjou et al., 2019). These eddies are mainly generated by barotropic and baroclinic instabilities of the main tropical currents, as well as through mixing and frictional processes along the coast and continental slope, and wind stress in the TAO (Assene et al., 2020; Aguedjou et al., 2019, 2021; Napolitano et al., 2022). Tropical instability vortices due to barotropic and baroclinic instabilities, led by the meridional shear of the zonal currents combined with the wind stress and equatorial upwelling front,

appear in the Atlantic equatorial band (Athie and Marin, 2008). In the northern part of the Gulf of Guinea, Djakouré et al. (2014) found on average two eddies per year downstream of the Cape Palmas and Cape Three Points where a seasonal upwelling takes place (Figure 1), which is important for the regional climate and the marine resources of the surrounding countries (Caniaux et al., 2011; Kone' et al., 2017; Djakouré et al., 2017).

Our study is focused on the northern Gulf of Guinea, defined here as the domain (2°N–7°N; 10°W–10°E) in the TAO. This region (see Figure 1) is characterized by a seasonal variability in SST and by two main currents, namely, the Guinea Current (GC) and the Guinea Under Current (GUC, Figure 1), which are mainly zonal (Herbert et al., 2016; Djakouré et al., 2017). These aforementioned characteristics are highly coupled with a seasonal reversal of the wind known as the West African Monsoon (WAM). In summer, south-easterly winds cross the equator and are then deviated in a northeastward direction (Figure 1) favorable to trigger the northern coastal upwelling through an Ekman offshore transport (Caniaux et al., 2011; Djakouré et al., 2017; Brandt et al., 2023). These south-easterlies converge with the north-easterlies over the African continent between 7°N and 11°N bringing strong precipitations in summer over the northern Gulf of Guinea with the maximums of precipitation identified along the intertropical convergence zone (ITCZ) (see Figure 1).

Two main oceanic seasons can be distinguished in the northern Gulf of Guinea: a relatively cold season linked to a coastal upwelling from July to September and a relatively warm season from October to June (Caniaux et al., 2011; Djakouré et al., 2017). The upwelling, characterized by colder SST (Figure 1), takes place along the Côte d'Ivoire and Ghana coasts eastward of Cape Palmas and Cape Three Points. The mechanisms responsible for the upwelling setting off Côte d'Ivoire (Cape Palmas) differ from the ones off Ghana (Cape Three Points). Indeed, the seasonal upwelling is mainly explained at the regional scale by the wind-driven offshore Ekman transport for the Ghana coastal upwelling, whereas the GC strengthening and detachment from the coast could explain the Côte d'Ivoire upwelling (Colin, 1988; Djakouré et al., 2017). Meanwhile, mesoscale eddies are most often found eastward of the Cape Palmas and Cape Three Points where distinct upwelling cells are identified (Binet, 1997; Djakouré et al., 2014). Aguedjou et al. (2023) reported also a hot spot of SST anomalies associated with eddies near the northern coast of the Gulf of Guinea using satellite data.

The aims of our work are to characterize the mesoscale dynamics related to eddies on the northern coast of the Gulf of Guinea and investigate its possible interaction with coastal upwelling for the SST evolution and eddy water properties. For this purpose, we use a modeling approach with consistent dynamics, thoroughly validated by comparison against available observations.

2 Model, data, and method

2.1 Model

The reference simulation used in our study is based on the Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO; Madec et al.,

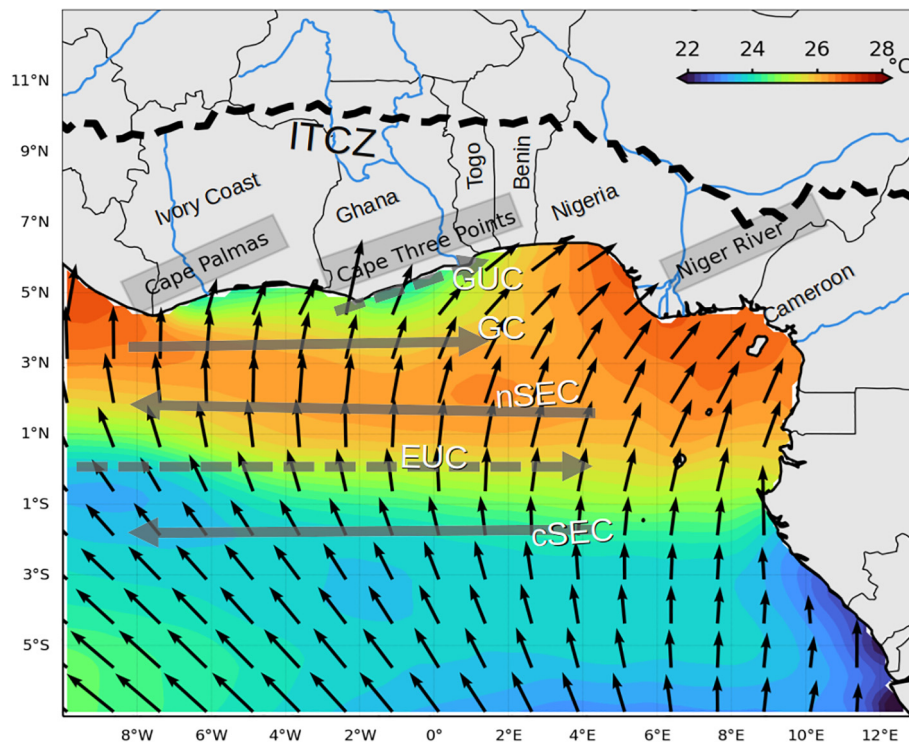


FIGURE 1

Schematic representation of the JAS conditions (averaged over 2007–2017) for SST (shading, from OISST), the surface wind (black arrows, from ASCAT satellite data, and portraying the west African Monsoon), ITCZ positions (black dashed curve), and oceanic currents (gray arrows) in the northern Gulf of Guinea: the Guinea Current (GC), the Guinea Under Current (GUC), the Equatorial Under Current (EUC), and the northern and central branches of the South Equatorial Current (nSEC, cSEC). The ITCZ characterized by the maximum of precipitation using satellite precipitation data [the 3B42 version of the Tropical Rainfall Measuring Mission Multi-satellite Precipitation Analysis (TMPA) distributed by the National Aeronautics and Space Administration (NASA, <https://disc.gsfc.nasa.gov/>)] is located approximately 9°N in the studied area.

2017) code and covers the Gulf of Guinea (11°W–14°E; 11°S–7°N), with an eddy-resolving $1/36^\circ$ horizontal resolution and 50 vertical levels; the time step for the simulation is 5 min. Through a bulk formulae based on the NCAR algorithm (Large and Yeager, 2008), the atmospheric heat flux and the wind stress forcing at the ocean surface are based on the Japanese 55-year Reanalysis ($1.25^\circ \times 1.25^\circ$ and 3 h), JRA-55 (Kobayashi et al., 2015), and ASCAT satellite data available at a resolution of $1/4^\circ$, respectively. Lateral boundary forcing and the initial conditions (temperature, salinity) are from Mercator GLORYS12V1 reanalysis with a $1/12^\circ$ resolution (Lellouche et al., 2021). The continental freshwater runoff is from the ISBA-CTRIP model (Decharme et al., 2019) except for the Congo River. We use the HYBAM data for the Congo water discharge (<https://hybam.obs-mip.fr/data/>; Laraque et al., 2020). The runoff temperature is not prescribed in our simulation. The vertical mixing is computed from a turbulent closure scheme using the generic length scale (GLS) formulation, the lateral boundary condition is partial slip (with a coefficient of 0.5), and quadratic friction is applied at the bottom with a roughness of 10^{-6} m. After 2 years of spinup, 11 years (2007–2017) of daily outputs are available. In addition, the daily heat budget terms have been saved for the year 2016, so we will focus on this year for a close analysis of the interaction of mesoscale eddies with sea temperature.

2.2 Data

We used different types of satellite and *in-situ* data for model validation for the summer (JAS) climatological average over the 2007–2017 period.

We used *in-situ* SST data from the Research Program in Physical Oceanography in West Africa (PROP AO) over the period 2008–2012, measured at four stations along the northern coast of the Gulf of Guinea (Sohou et al., 2020).

To assess the ability of the model to reproduce the main surface temperature features in the Gulf of Guinea, we used several monthly temperature datasets: the NOAA $1/4^\circ$ Optimum Interpolation Sea Surface Temperature (OISST) V2.1 product blending *in-situ* ship and buoy SST with satellite SST derived from the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) (Huang et al., 2021a); the NASA satellite SST product from the moderate resolution imaging spectroradiometer (MODIS) sensor V2019.0 which uses mid-infrared (IR) and thermal IR channels with a resolution of 0.04° (Kilpatrick et al., 2015); the Multi-scale Ultra-high Resolution (MUR) global satellite SST combining infrared and microwave satellite observations with a 0.01° resolution (Chin et al., 2017); the 0.25° Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis V2 (OSTIA) product blending IR satellite and *in-situ* data

(Good et al., 2020); and the World Ocean Atlas climatology (WOA18) based on *in-situ* data (Garcia et al., 2019).

For validating the model's salinity field, we used SSS product from the monthly NASA Soil Moisture Active Passive (SMAP) V5 satellite product with a 0.25° resolution (Fore et al., 2016), SSS from the Soil Moisture Ocean Salinity (SMOS) debiased L3 V07 SSS product with a 0.25° resolution (Boutin et al., 2018), a combined SMOS-SMAP product with higher temporal resolution developed by LOCEAN and available for the Gulf of Guinea (Boutin et al., 2022), and salinity from WOA18. We also used SSS from underway thermosalinographs collected during eight summer cruises or crossings of French research and commercial ships in the Gulf of Guinea between 2000 and 2020 averaged along transects repeated at least three times (Alory et al., 2015; Gaillard et al., 2015).

For validation purposes, we also used a monthly 0.25° climatology of near-surface velocity from satellite-tracked drifting buoys covering the 1979–2019 period (Laurindo et al., 2017). The absolute dynamic topography (ADT) and the geostrophic current used in this work is a 0.25° daily gridded product from Salto/Duacs distributed by the Copernicus Marine Environment Monitoring Service (CMEMS, <https://doi.org/10.48670/moi-00148>).

2.3 Method

2.3.1 Mesoscale eddy tracking

For the eddy extraction, the algorithm developed by Chaigneau et al. (2009) and Pegliasco et al. (2015), subsequently applied over the TAO by Aguedjou et al. (2019), was used. In this algorithm, the center of an eddy corresponds to a local extremum of the ADT (maximum for anticyclones, minimum for cyclones), while its edge corresponds to the outermost closed ADT contour surrounding the center. In addition to the vortex detection, this algorithm provides information on the vortices properties such as radius, amplitude, EKE, and lifetime as well as their trajectories (for details, see Aguedjou et al., 2019). We only considered eddies that last for at least 7 days and have a minimum median amplitude and radius of 1 cm and 30 km, respectively, all along their trajectory.

For the purpose of our work, this algorithm was applied to the ADT of the altimetry data described above and to the modeled ADT. To compare the two ADT datasets for eddy detection, the modeled ADT has been referenced to the altimetry mean ADT (Equation 1, following Dieng et al., 2019) and also interpolated onto the altimetry grid (1/4°). In Equation 1 $ADT_{model}(t, x, y)$ is the model ADT referenced to the mean altimetry $ADT_{altimetry}(x, y)$; SSH_{model} is the model sea surface height. The overbar stands for the time mean over the 2007–2017 period; t , x , and y are the time, longitude, and latitude coordinates, respectively.

$$ADT_{model}(t, x, y) = SSH_{model}(t, x, y) - \overline{SSH_{model}}(x, y) + \overline{ADT_{altimetry}}(x, y) \quad (1)$$

To address the eddy generation mechanism in the context of barotropic/baroclinic instabilities, we used the same Rayleigh (1880) criterion C as in Aguedjou et al. (2019) (their Equation 2)

$$C = \vec{\nabla}(\zeta + f) \cdot \vec{n} \quad (2)$$

where ζ is the relative vorticity computed from the geostrophic flow, f is the Coriolis parameter, \vec{n} is the unit vector perpendicular to the geostrophic streamlines and obtained by $\vec{n} = \frac{\nabla \psi}{\|\nabla \psi\|}$ where $\psi = \left(-\frac{g}{f}\right) * SSH$ is the stream function.

For instabilities to grow, the gradient of the absolute vorticity C should necessarily change sign, thereby eddies located in the area of weak value of C are generated mainly by barotropic instabilities and those in areas of relatively high values of C other processes such as baroclinic instabilities should be invoked.

2.3.2 Lagrangian simulation

In order to study the spatial and temporal evolution of an eddy, we performed Lagrangian particle tracking experiments with daily outputs of the 4D Eulerian modeled fields of velocity, temperature, salinity, and ADT. For this, we performed different virtual float tracking experiments using Parcels v.2.2 (Probably A Really Computationally Efficient Lagrangian Simulator; Delandmeter and Van Sebille, 2019). These experiments were initialized with particles located in an identified vortex at a given date. The initialized particles are advected by the simulated 3D velocity field for a time t , while latitude, longitude, depth, and some physical properties are recorded along their trajectories. The evolution equation for these particles is $X(t + \delta t)$, where X represents the three-dimensional position of the particle at time t . If the time δt is negative, the experiment is said to be backward (upstream) and thus allows us to track where the water trapped in the vortex comes from. If the time δt is positive, the experiment is said to be forward (downstream) and thus allows to follow the fate of the water trapped in the vortex. In order to respect the Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) conditions, δt is fixed at 5 min and the equation is time-stepped using the Runge–Kutta fourth-order integration scheme.

2.3.3 Mixed-layer heat budget

The total tendency of ocean temperature within the mixed layer is controlled by different physical processes, expressed in the heat balance (Jouanno et al., 2011) as follows:

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\delta \langle T \rangle}{\delta t}}_{\text{Total tendency}} &= \underbrace{-\langle u \delta_x T \rangle}_{\text{Zonal Advection}} - \underbrace{\langle v \delta_y T \rangle}_{\text{Meridional Advection}} - \underbrace{\langle w \delta_z T \rangle}_{\text{Vertical Advection}} \\ &+ \underbrace{\langle D_l \langle T \rangle \rangle}_{\text{Lateral diffusion}} - \underbrace{\frac{1}{h} (K_z \delta_z T)_{z=-h}}_{\text{Vertical diffusion}} + \underbrace{\frac{Q^* + Q_s(1 - f_{z=-h})}{\rho \cdot c_p h}}_{\text{Atmosphere}} \end{aligned} \quad (3)$$

with $\langle X \rangle = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 X dz$ representing the vertical average of a quantity X from the surface to a depth $-h$.

The mixed layer (h) is defined as the depth of the isopycnal representing a 0.03 kg.m⁻³ increment from the density value at 10 m (adapted from Montégut et al., 2004). The same criterion in the northern Gulf of Guinea is used in Alory et al. (2021).

The total sea temperature tendency Equation 3 is controlled by different terms in its RHS, namely, the 3D advection terms, diffusion terms, and the solar and non-solar heat exchanges

between the atmosphere and ocean. For completion, XAD, YAD, and ZAD (units = $^{\circ}\text{C s}^{-1}$) are, respectively, zonal, meridional, and vertical advection of temperature by the zonal, meridional, and vertical velocity (u, v, w); lateral and vertical diffusion depend, respectively, on lateral and vertical diffusion parameters D_l (s^{-1}), K_z ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$); the atmospheric component is controlled by the solar radiation heat flux Q_s which is the fraction of solar radiation reaching the base of the mixed layer $f_z = -h$ and non-solar surface heat flux Q^* (sum of longwave radiation, sensible heat and latent heat) at the ocean–atmosphere interface with c_p and ρ being the ocean heat capacity and ocean density, respectively.

All the heat budget terms are computed online during the simulation. Compared to offline computation where the budget terms are calculated from model outputs, online computation allows for a better estimation of these terms (e.g., Ngakala et al., 2023).

In order to quantify the eddy–upwelling influence on the ocean temperature, we evaluated the heat balance inside a box (1.5°W – 1°E ; 4°N –to the northern coast) that contains the coastal upwelling and the eddy at the box boundary as we will see later. The temperature advection across each boundary delineating the box is estimated by using the method of Lee et al. (2004) to assess external processes controlling the temperature inside the box through advective terms.

To quantify the advective contribution of the mesoscale dynamics, filtering was performed to isolate the part related to the eddy processes from the seasonal processes following the method of Vallis (2017); Napolitano et al. (2019), and Napolitano et al. (2021). The cutoff frequency chosen for the high-frequency filter is $1/30 \text{ days}^{-1}$, which is based on the residence time (or lifetime) of the vortex as we will see later. Processes with a frequency

higher than $1/30 \text{ days}^{-1}$ are considered here as mesoscale processes (or turbulence), and those lower than this frequency are considered other processes such as seasonal processes.

3 Results

3.1 Model validation

To assess the ability of the model to reproduce the main characteristics of the upwelling season in the northern Gulf of Guinea, we compared summer climatology from observations (satellite and *in-situ* data) against the NEMO summer JAS climatology over the 2007–2017 period (Figure 2). We noted the presence of the coastal upwelling, delineated by the 25°C isotherm (Caniux et al., 2011; Djakouré et al., 2014; Brandt et al., 2023) between 7.2°W and 2°E (Figure 2A), which was enhanced in terms of intensity and amplitude east of Cape Three Points (4.44°N , 2.05°W). This may be related to the fact that there were distinct processes driving the coastal upwelling east of Cape Three Points and Cape Palmas subsequently leading to a westward decrease in the duration and amplitude of the upwelling (Djakouré et al., 2017). Compared to the SST from OISST, the model showed a warm bias of 0.3°C that was noticeable in the area between 2.5°N and 4°N . The upwelling signal was stronger in the model but was narrower concerning the 25°C isotherm extension in OISST. Similar warm biases are shown in Djakouré et al. (2014) and Kone' et al. (2017) with a regional oceanic modeling system (ROMS/CROCO) configuration performed in the Gulf of Guinea. In the summer season, the

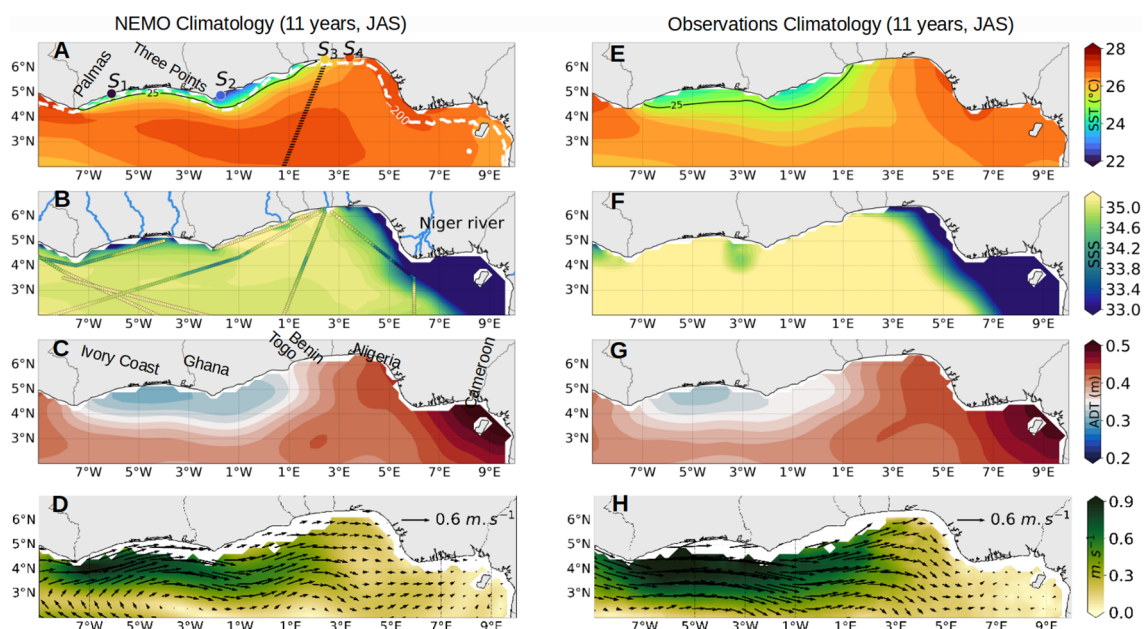


FIGURE 2

Mean summer conditions (July–August–September) on the 2007–2017 period: (A) SST, (B) SSS, (C) ADT, and (D) current for the NEMO model on the left side, compared to (E) SST from the OISST satellite, (F) SSS from the SMAP satellite, (G) ADT from CMEMS, and (H) current from drifting buoys on the right side. The black isoline in (A) is the 25°C isotherm, and the white dash line is the 200-m isobath; the colored dots labeled S1, S2, S3, and S4 are, respectively, *in-situ* mean temperatures from Sassandra (Ivory Coast), Takoradi (Ghana), Cotonou (Benin), and Lagos (Nigeria) stations. Transects in (B) are an average from repeated 2000–2020 thermosalinograph measurements.

northern Gulf of Guinea was marked by pronounced convective activity leading to an increase of atmospheric water vapor content then to low-level clouds (like cumulus or stratocumulus) or even cirrus clouds (at higher altitudes) which could cause a cold bias in satellite data if the cloud mask is absent or not well defined (e.g., Marquis et al., 2017). Clouds may partly explain the model warm bias regarding the satellite records. Further inshore, the model SST performed well in comparison with the mean SST of coastal stations S2, S3, and S4. Except for S1, where the model was warmer by 2°C, our model was in general closer to observations than coupled global circulation models, which usually presented biases higher than 2°C (e.g., Toniazzo and Woolnough, 2014; Voldoire et al., 2019).

The model SSS (Figure 2B) displayed saltier waters in the upwelling cell east of Cape Three Points, extending south-eastward. This salty water tongue was also found in Alory et al. (2021). In comparison to SSS from SMAP, the model was on average less salty with a bias of -0.15 , but a good agreement was found east of 3°E in the Biafra Bight where relatively fresh water was due to river runoffs and precipitations (Berger et al., 2014; Martin et al., 2021). Note that we identified a radiofrequency interference source (a coastal radar) that was responsible for the SMAP spurious coastal freshening at 3°W (Figure 2F).

Thermosalinograph (TSG)-averaged transects superimposed on model SSS (Figure 2B) were consistent with the latter in the eastern freshwater plume. East of Cape Three Points, in the upwelling cell, high salinity values up to 35 were found in both the TSG and the model. In the salty tongue, between 1°E and 3°E, the model was slightly saltier at latitudes from 3.5°N toward the coast. At the latitudes of the upwelling cell east of Cape Palmas between 7°W and 2.4°W, both the model and TSG showed less salty waters (although their magnitude is slightly different) compared to water salinity eastward of the Cape Three Points between 2°W and 2°E. This

difference might be explained either by the fact that in our SST climatology, coastal upwelling is less pronounced east of Cape Palmas than Cape Three Points or by freshwater runoff from the continent. Southward of 4°N, salinity from the TSG and model is comparable although the latter is on average less salty.

We then analyzed the ADT maps from the model and altimetry (Figures 2C, G, respectively). The pattern depicting an eastward positive gradient of the ADT between the coastal upwelling area and the freshwater plume area (Alory et al., 2021) was comparable in both the model and altimetry. There was a good agreement between these two products except for a model underestimation by 2.5 cm east of Cape Three Points (between 2°W and 1°E). Cross-shore ADT gradient is an important feature associated with the GC circulation in the eastern Atlantic Ocean, since the GC is predominantly a geostrophic flow (Djakouré et al., 2017).

The GC is the main eastward current in the northern Gulf of Guinea located between 2°N and the African coast (Figures 2D, H) with a seasonal variability characterized by an intensification and a width extension in summer with values reaching approximately up to 0.6 m s^{-1} and 200 km off the coast, respectively (Herbert et al., 2016; Djakouré et al., 2017). The surface current computed from the model velocity field (Figure 2D) was in accordance with GC features described previously but displayed a low mean bias of -0.04 m s^{-1} with respect to the stronger current observed from drifting buoys (Figure 2H).

To assess the model's vertical structure, we compared vertical sections of temperature and salinity from our NEMO climatology and the WOA18 (Figure 3). The transect in Figure 2A was chosen because it was frequently repeated during PIRATA cruises. Thus, we assumed along this transect that there were enough *in-situ* data for a consistent interpolation in WOA18. We found similar patterns in both the model and WOA18 sections, but temperatures from the model were slightly warmer in the upper 30 m depth, with a large

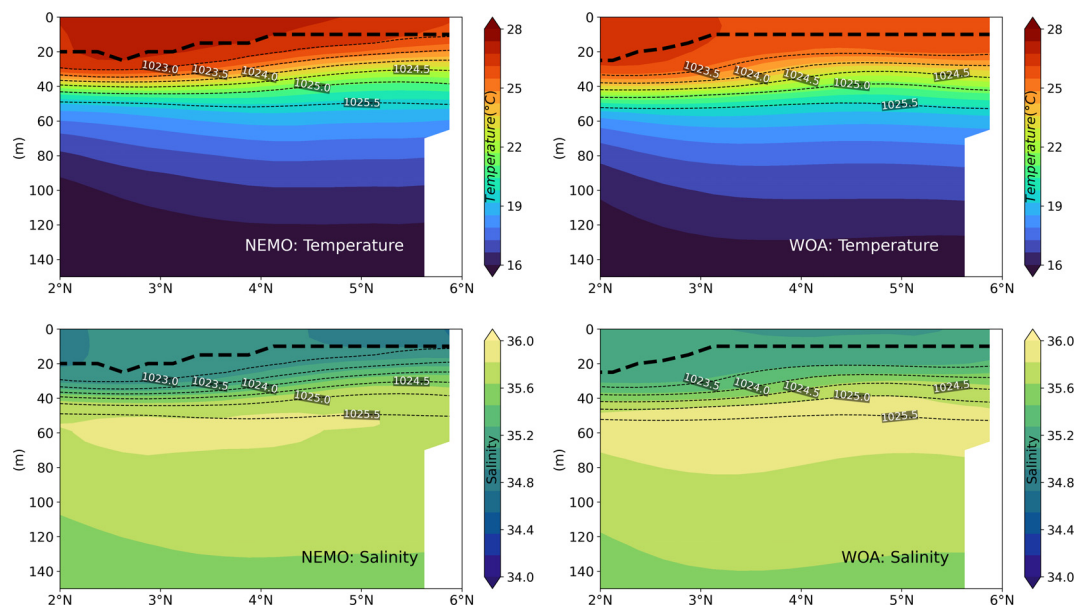


FIGURE 3

Mean summer (2007–2017) cross-shore 0–150 m vertical section (black transect in Figure 2A) of temperature and salinity for the model on the left side and for WOA18 on the right side. Thick and thin dashed black lines are mixed layer depth and isopycnals, respectively.

extension of warm water centered between 2°N and 4°N toward the coast. A mixed layer depth (MLD) deepening was noticed between 2°N and 3°N in both the model and WOA18 with a maximum depth of 25 m, whereas toward the coast, the MLD was shallow with 10 to 13 m depth. This MLD shoaling toward the northern coast was mainly explained by a thermocline uplifting associated with the coastal upwelling. Similar patterns of the MLD are found in Berger et al. (2014) and Kone' et al. (2017). The salinity profile in the model (Figure 3) showed at the surface, between 2.3°N and 4.5°N, values up to 35 which corresponds to SSS in the salty tongue previously identified in Figure 2B. At the subsurface (approximately 60 m depth), a high salinity core (up to 36) was identified in both the model and WOA18 where it was more developed. These subsurface salty waters might be associated with the return branch of the EUC and the GUC (Stramma and Schott, 1999; Herbert et al., 2016).

The observation data mapped here for a model validation purpose were selected among different types of satellite and *in-situ* data, according to a spatial and temporal statistical comparison between the model and these data. This comparison in terms of correlation, standard deviation, mean average bias, and centered root mean square errors is summed up in a Taylor diagram (Figure 4).

Except for the OSTIA product which suggested that the model had a cold bias of -0.09°C, for all the rest, the model showed a warm bias ranging from 0.03°C to 0.63°C depending on whether the OISST, MODIS, MUR, or WOA18 product was used for the SST comparison. MODIS fit better to the model (Figure 4) with the best correlation and nearest standard deviation to the model but showed the warmest model bias. In salinity, for any product among the SMOS, SMAP, blended SMOS-SMAP, and WOA18, the model was less salty with a bias ranging from -0.52 to -0.15, and the model was closest to SMAP. The velocity from the model was 4 cm s⁻¹

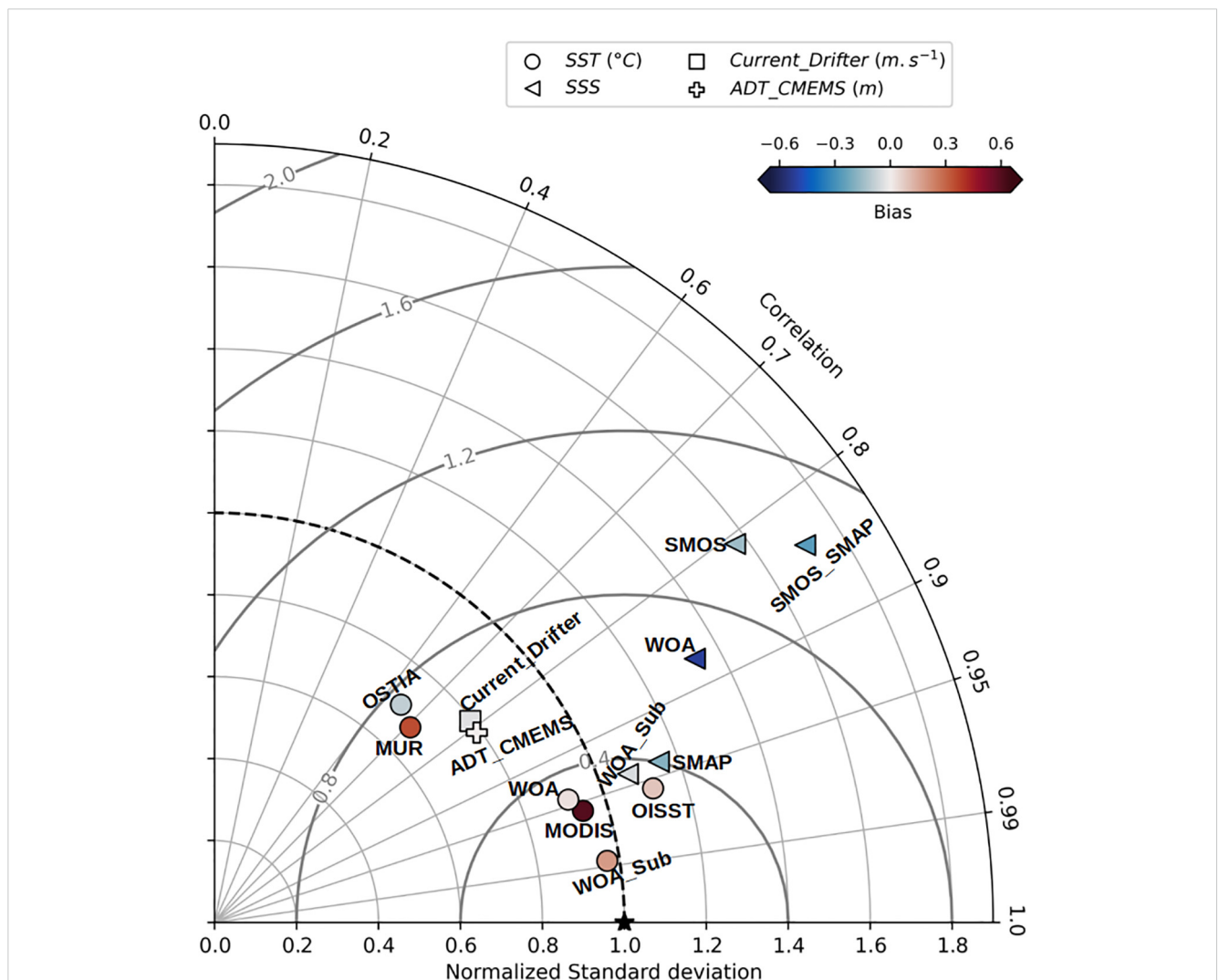


FIGURE 4 Statistical comparison between variables from the model and observation data over the 2007–2017 period in the northern Gulf of Guinea in terms of correlation between the model and observation data, standard deviation, and centered root mean square errors (concentric lines around the black star) of observation data from the model values. The shading colors in the scatter points are biases computed as a model minus the corresponding observation data.

weaker with respect to the drifting buoys' velocity. The ADT model bias was nearly null with a value of 0.2 mm.

Besides these comparisons at the ocean surface between the model and observations, we performed a statistical comparison in the upper 150-m depth along the transect in Figure 3 (WOA Sub in Figure 4). A very good correlation of 0.99 was found between WOA18 and the model temperature with a mean bias of 0.18°C; the salinity field showed also a good correlation of 0.95 and a mean bias of -0.05. These results suggested that the biases in temperature and salinity between the model and WOA18 were mostly found at the surface rather than in the subsurface.

To conclude, the model was able to simulate the main summer features of the northern Gulf of Guinea with some warm and fresh biases that we considered acceptable compared to those of the same order found in the literature within this region. Therefore, our simulation is suitable to investigate mesoscale dynamics in the northern Gulf of Guinea.

3.2 Eddy properties

We now investigated the mesoscale structures (eddies) and their associated properties in the northern Gulf of Guinea over JASO of the 2007–2017 period with daily model outputs and the altimetry data. We included October to take into account eddies formed in September and still persisting through October. Using the algorithm developed by

Chaigneau et al. (2009) and Pegliasco et al. (2015) applied on both ADT from the model (assessed from Equation 1) and altimetry, we processed an eddy extraction. We got from it the locations where cyclonic and anticyclonic eddies were born or firstly detected (Figures 5A, E) and the associated properties along the eddy trajectory averaged on a $1^\circ \times 1^\circ$ grid regardless of the polarity (Figures 5B–D, F–H). Only $1^\circ \times 1^\circ$ pixels with an occurrence rate or frequency greater than 2% (≈ 1 month) were considered for the JASO 2007–2017 period.

We found 38 cyclonic and 35 anticyclonic eddy trajectories from the model against 22 and 34, respectively, for the altimetry (Figures 5A, E). However, both the model and altimetry products agreed on the fact that cyclonic eddies preferentially formed near the coast in the upwelling area eastward of the Cape Palmas (7.43°W, 4.22°N) and Cape Three Points (2.05°W, 4.44°N) (Figures 5A, E), even though less cyclonic eddies were found in the altimetry product due to its limited extension toward the coast. However, anticyclonic eddies were mostly detected along the GC latitudes between 2°N and 4°N and at the vicinity of the Niger River plume east of 2°E, for both the model and altimetry.

The associated radius of the detected eddies could reach more than 120 km (Figures 5B, F) with amplitude up to 2 cm (Figures 5C, G) and last more than 20 days (Figures 5D, H) in both the model and altimetry data.

Statistically, in the northern Gulf of Guinea, 38 cyclonic and 35 anticyclonic eddies were detected over JASO of the 2007–2017

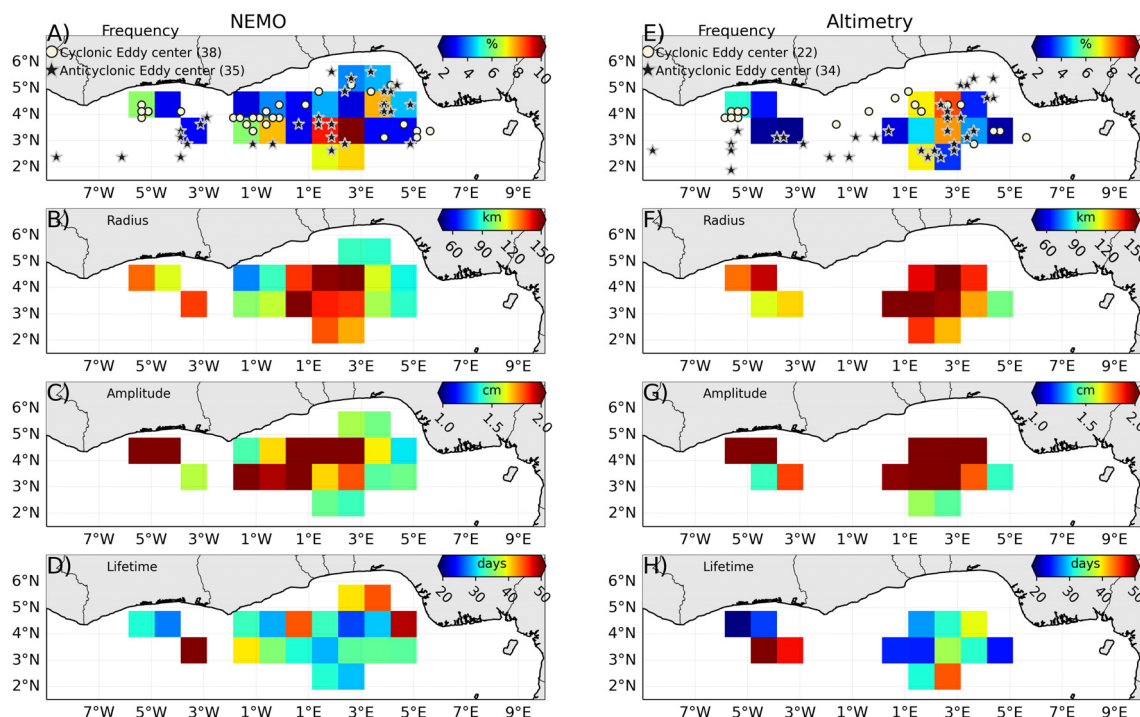


FIGURE 5

Eddy (cyclonic and anticyclonic) birth place and associated mean properties on a $1^\circ \times 1^\circ$ grid in the northern Gulf of Guinea over JASO of the 2007–2017 period: (A) the initial position of the eddy trajectory or birth place (filled beige dots for cyclone and filled black stars for anticyclone) and the frequency or occurrence rate (shaded area) for a pixel to be covered by an eddy over July–August–September–October (JASO) of the 2007–2017 period, (B) associated radius along their trajectory, (C) amplitude, and (D) lifetime from the model on the left side and (E–H) same as (A–D), respectively, but for altimetry, on the right side.

period from the model, with a mean amplitude of 1.44 cm and 1.03 cm, a mean radius of 95 km and 125 km along their trajectory, and associated mean lifetimes of 21 days and 30 days, respectively.

As expressed in paragraph 2.3.1, to evaluate whether baroclinic or barotropic instabilities are involved in the eddy generation in the northern Gulf of Guinea, we computed the absolute vorticity gradient C (see Equation 2) at locations where and times when eddies are detected for the first time (Figures 6E, F). The spatial distribution of the mean C values over these time steps is shown in Figures 6A–D.

Very similar patterns of the averaged C can be noticed between NEMO and the altimetry (Figures 6A–D), with positive values approximately 3°N and a tendency to negative values northward and southward of 3°N with a zero-crossing approximately 4°N and 2.5°N. This changing sign of the gradient of the absolute vorticity C could enable instabilities to grow according to Charney and Stern (1962) and might explain the high occurrence of eddies formed approximately 4°N and 2.5°N to 3°N (Figures 6A–D).

The associated value of C when eddies form (Figures 6E, F) showed that almost all of the generated anticyclones from both NEMO and altimetry had weak absolute values of C between -0.5×10^{-9} and 0.5×10^{-9} when they form, suggesting that barotropic instabilities could be the main processes responsible for their generation. Cyclonic eddies from altimetry (Figure 6F) were also associated with weak absolute values of C , whereas cyclones from NEMO (Figure 6E) can have relatively high absolute value of C , suggesting that other processes such as baroclinic instabilities could be involved. These discrepancies between NEMO and the altimetry processes that could be related to the formation of cyclonic eddies generally found near the coast may be due to the limited extension

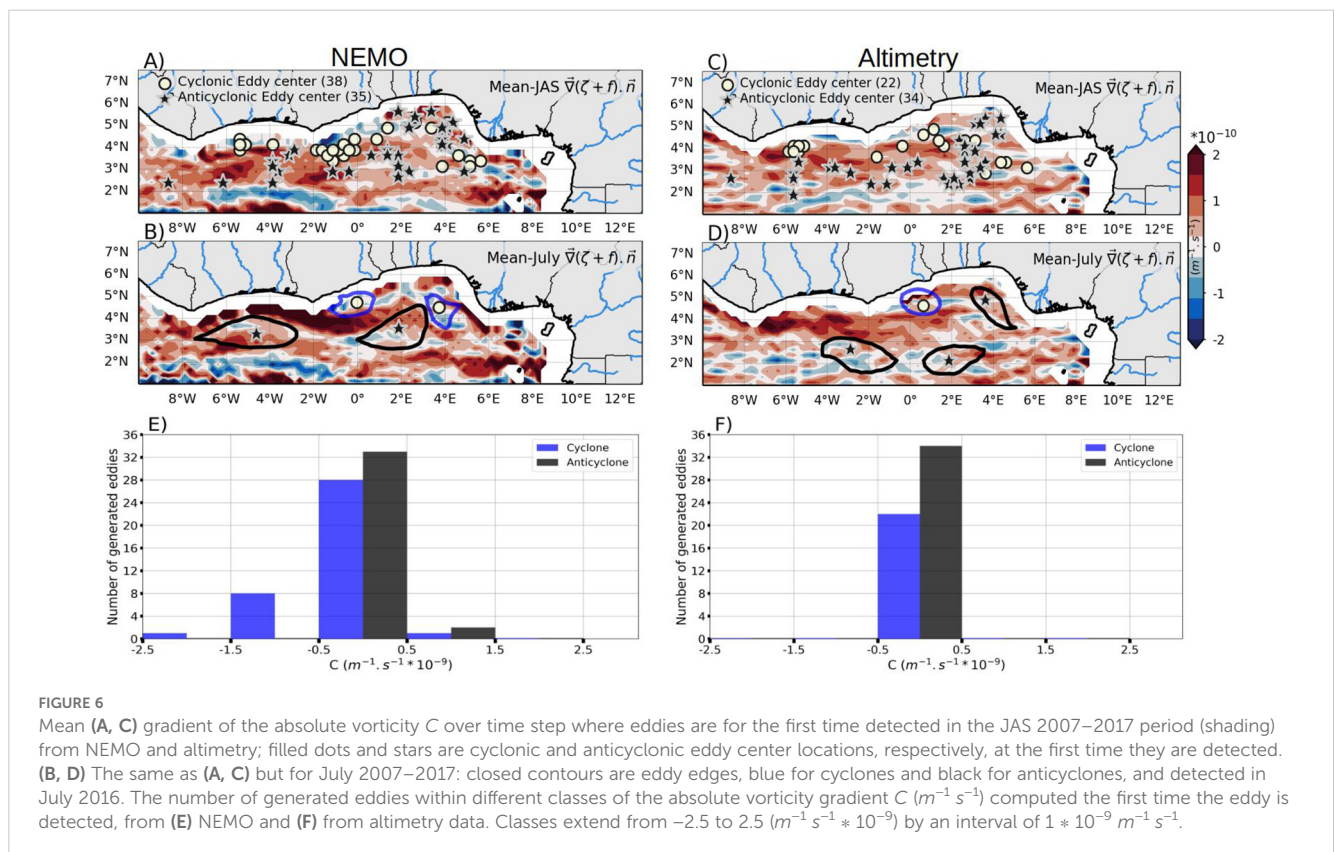
of satellite data toward the coast; thus, altimetry can miss out the coastal processes related to friction or baroclinic instabilities. So, this C diagnostic showed a good agreement between the model and the observation for the generation of eddies, except for those formed close to the coast.

Hereafter, we focused on the summer JAS (upwelling season) of the year 2016 in which daily heat budget terms were recorded and studied a possible influence that eddies may have on sea temperature and on heat exchange between the coast and the open ocean.

3.3 Case study of a cyclonic eddy during the summer season

In this section, we focused on a cyclonic mesoscale eddy detected by the algorithm during the JAS upwelling season, east of Cape Three Points. Its signature was associated with a positive relative vorticity at the surface (Figure 7A). This signature was also noticeable in terms of ADT (Figure 7D) by a minimum of ADT enclosed by the cyclone edge and referred to as the eddy center (white dot). One can also notice two large anticyclonic cells (black closed contours with negative vorticity) between 2°N and 4°N and located at longitudes from 7°W to 3°W and between 1°E and 3°E. In this study, we focused on the cyclonic eddy east of Cape Three Points given its proximity to the coastal upwelling and probable interaction with it.

The cyclonic eddy identified on 14 July 2016 was present until 13 August 2016 before dissipating, with a mean radius of 73 km. In the northern hemisphere, a characteristic of cyclonic eddies is that their trajectory is generally oriented toward the northwest, but they can



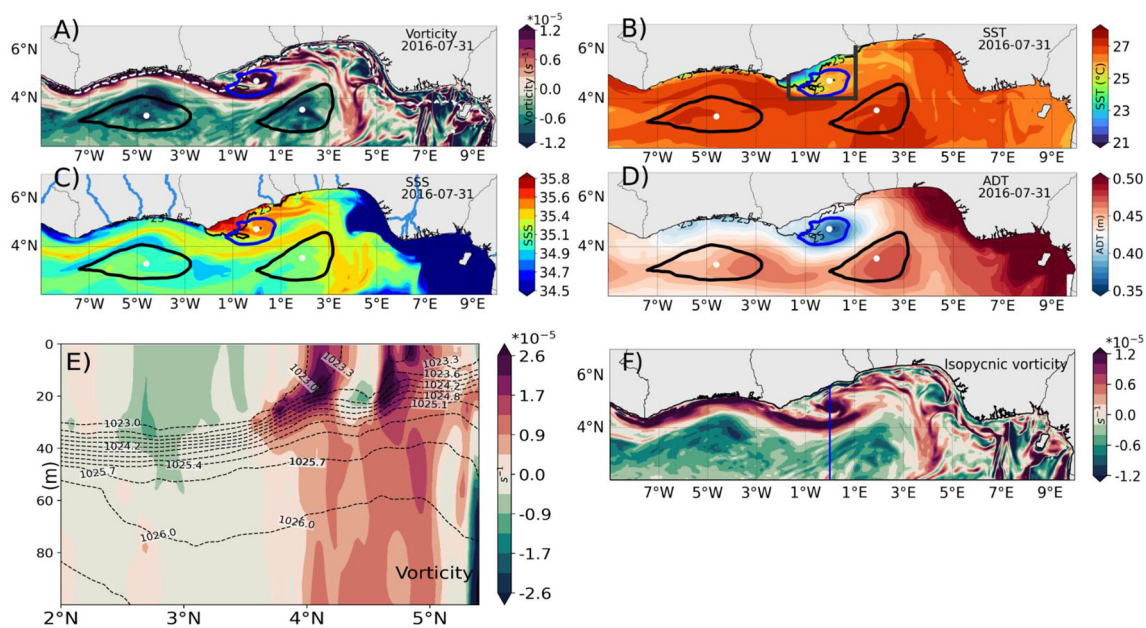


FIGURE 7

Mesoscale diagnostics on 31 July 2016. (A) Surface relative vorticity: the white dashed line represents the 200-m isobath, the black 25°C isoline indicates the upwelling threshold, closed contours are eddy edges, blue for cyclone and black for anticyclone, the white dots are eddy centers; (B) SST; (C) SSS; (D) ADT; (E) vertical section of the relative vorticity along 0°W [blue line on (F)]; (F) relative vorticity averaged between the isopycnal 1,025.8 kg/m³ and the surface level.

deviate from that trajectory when interacting with background currents or topography (Chelton et al., 2011). In our case, the detected cyclone was quasi-stationary between 1.5°W and 1°E and even presented some tendencies to move eastward due to the fact that the eddy was trapped between the shelf break and 4°N, latitude of the GC. This current, as it flowed eastward, prevented the movement of the cyclone to the west, while the shelf topography blocked the movement to the north explaining the trapping between 4°N and the coast.

A signature of the cyclone is that it had cold and salty anomalies that can be seen in SST (Figure 7B) and SSS spatial distribution (Figure 7C). In addition, eastward of the Cape, the surface salty filament associated with the coastal upwelling extended offshore with a tendency to curl counterclockwise around the cyclonic eddy (Figure 7C) following the relative vorticity (Figure 7A). The cyclonic eddy extended from the surface downward to 50 m depth. Its core, depicted by the highest relative vorticity anomaly, was located within the pycnocline, approximately 20 m, and near the coast from 4°N to 5.5°N (Figure 7E). We calculated the relative vorticity of the eddy structure integrated between the 1,025.8-kg/m³ isopycnal and the surface (Figure 7F). The mean relative vorticity of this layer indicated a positive anomaly associated with the cyclonic dynamics of the vortex between 4°N and the northern coast (Figure 7F).

3.4 Origin and fate of the water within the cyclone

In this section, we studied the water properties within the cyclone, their origin, and fate. For this purpose, we performed

two Lagrangian simulations: a backward simulation (Figure 8) and a forward simulation (not shown).

In the backward simulation, 1,071 virtual particles were initially placed within the first 10 m depth in the cyclone within the closed ADT isocontour of 37 cm (black contour in Figure 8 which is the outermost closed contour delineating the cyclone at this date) at the start date of the vortex formation (14 July 2016).

Then, we performed a backtracking of these virtual particles down to 20 days prior to the cyclonic eddy onset. We found that waters trapped in the cyclone came from the west and east sides of Cape Three Points in the upwelling cell and mostly from a depth between 15 and 30 m. Prior to the cyclone formation, these waters presented temperatures often below 22°C. As they moved upward and southward, toward the cyclone, they warmed up to a temperature between 23°C and 25°C within the eddy.

The salinity field also showed that waters coming from the west and east of the Cape had a relatively high salinity over 35.5 that was associated to the upwelling of salty waters, and once trapped in the cyclone, they underwent a decrease in salinity to approximately 35, probably due to mixing with the surrounding fresher surface water. The forward simulation (not shown) indicated a persistent warming and a freshening of the eddy waters while being transported eastward and then southward by the GC.

3.5 Eddy interaction with coastal upwelling

We made a close assessment of the relative displacement of the cyclonic eddy and the upwelling threshold (Figure 9). The upwelling threshold position is defined as the maximum offshore

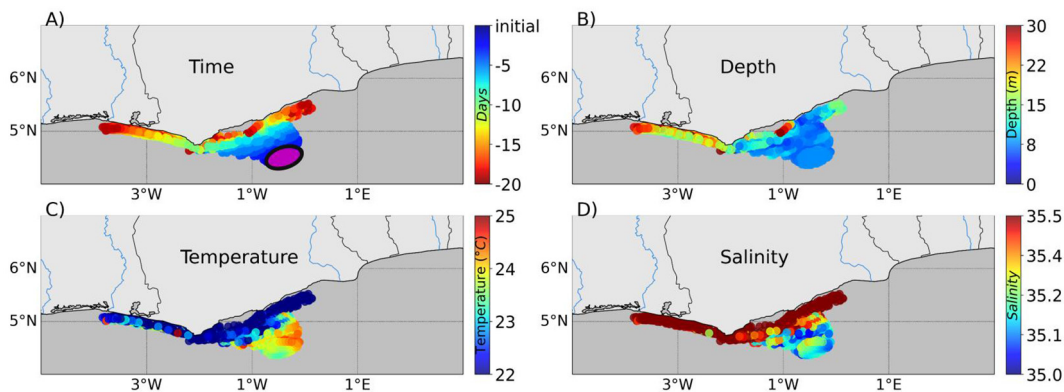


FIGURE 8

Backward Lagrangian simulation of 1,071 virtual particles initialized within the black isocontour on 14 July 2016, the day when the eddy is first detected, and tracked down to 20 days before. Colors represent the evolution of (A) time, (B) depth, (C) temperature, and (D) salinity along the particle trajectories.

extension of the 25°C isotherm within the black box represented in Figure 7B.

By July 14 to July 26 (except days ranging from 18 to 21 July where eddy was moving northeastward), the upwelling expanded offshore as the eddy was moving southward and reached its maximum offshore position at 3.7°N (Figures 9A, B). By July 27 until the cyclone started dissipating at approximately August 11, the eddy center was mainly in a southwestward displacement, which is consistent with the upwelling threshold displacement (Figures 9A, B). In a word, eddy displacement is well correlated to the upwelling extension or retraction by 0.64 with a significant level of confidence of 99%.

In the following, we quantified the eddy–upwelling interaction through a mixed-layer temperature budget following Equation 3 within a box containing both eddy and upwelling waters (black box, Figure 7B 1.5°W 1°E; 4°N to the northern coast).

We distinguished on average two main phases in both the mean temperature within the box (Figure 10A) and the total temperature tendency (Figure 10B): one from 17 to 26 July where the main tendency was toward cooling the SST and a second and longer phase from 27 July to 13 August (date of the cyclone dissipation) where the tendency was mostly toward warming of SST; we even noticed some negative trends approximately 3 and 5 August when the eddy and upwelling threshold moved southwestward as we noticed in Figures 9A, B. In the following, these two main phases will be further studied in detail by considering processes associated with advective terms in Equation 3 since the other ones like atmospheric and diffusion processes (Supplementary Figure S1) are less important and neglected compared to advective ones at the $1/30 \text{ day}^{-1}$ cutoff frequency that we considered to separate the turbulent from the seasonal or mean signal. The cutoff frequency was determined based on the lifetime of the eddies in the studied area.

The total daily sea temperature tendency inside the box (Tot , Figure 10B) was very similar to the total temperature advection (Tot_{adv}) during the cooling phase from 17 to 26 July with a significant correlation coefficient of 0.96. During this phase, the

eddy temperature advection (Tot_{adv}') stood for 98% of the variance of the total temperature advection (Tot_{adv}); therefore, the temperature tendency Tot was led by the turbulent (eddy) advection Tot_{adv}' .

During the warming phase in the upwelling area from 27 July up to the cyclone dissipation on 13 August, the total temperature trend (Tot) was significantly correlated to the eddy advective temperature (Tot_{adv}') by 0.79 which explained 63% of the variance of the total temperature tendency Tot (Figure 10B).

During these two phases, we concluded that the internal processes associated with temperature variation within the box were dominated by the eddy advective processes. Hereafter, we assessed the external processes controlling the temperature inside the box following the method of Lee et al. (2004), by assessing the advection of sea temperature through boundaries relative to the spatially averaged temperature inside the box (Figures 10C, D) and providing further details with a spatial–temporal insight of these processes at each boundary (Figure 11). The total external processes through all boundaries ($Total$, Figure 10D) that control the mean temperature inside the box were well correlated to the total turbulent (eddy) external processes $Total'$ by 0.99 with a significance level of confidence of 99%. During the cold phase (from 17 to 26 July), the mean (seasonal) processes in the western and southern boundaries dominated by the GC flow contributed to the warming of the upwelling water in the box, while the turbulent processes associated with the cyclonic eddy were cooling the box (Figures 10C, D). The GC was mainly an eastward flow transporting warmer waters (Figures 2A, D) into the Gulf of Guinea (Herbert et al., 2016) with velocity reaching over 0.6 m s^{-1} in JAS (Djakouré et al., 2014). It was responsible for the warming through the western boundary, as we can notice between 4°N and 4.4°N (Figure 11A). Conversely, the cyclonic eddy partly compensated for this warm inflow into the upwelling cell by turbulent westward circulation that cooled the box (Figure 11B).

Aside from the warming effect of these mean or seasonal processes through the western boundary, one can notice a compensating and persistent cooling through the eastern

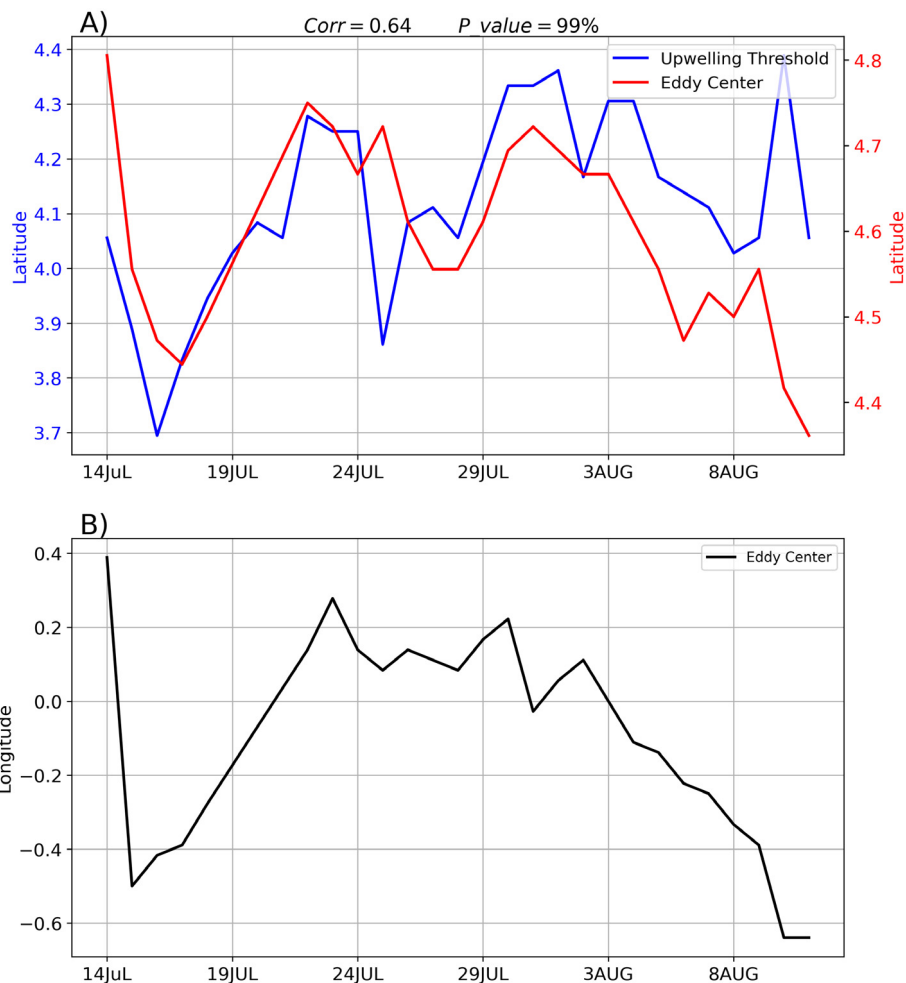


FIGURE 9

Latitudinal (A) position of the eddy center and upwelling threshold and longitudinal (B) position of the eddy center.

boundary (Figures 10C, 11C), where the cooling effect was also linked to the GC that transported warm waters outside the box through this eastern boundary.

A similar behavior as in the western boundary was also found in the southern boundary. The detachment of the GC from the Cape Three Points fostered cooling in the vicinity of this Cape at the south boundary between 1.5°W and 0.4°W (Figure 11E), but the flow back toward the coast of the GC brought warm offshore water to the upwelling cell area between 0.5°W and the eastern boundary 1°E (Figure 11E). The mean effect of this pattern associated with the seasonal processes related to the GC was a warming through the southern boundary along the eddy lifespan (Figure 10D). In contrast to the GC, the turbulent processes showed on average a cooling tendency in the southern boundary (Figures 10D, 11F) with a period of enhanced cooling between 21 and 26 July (Figures 10D, 11F).

The warming phase from 27 July to 13 August was mainly due to warm turbulent inflow through the eastern boundary (Figure 11D) as the eddy moved westward (Figure 9B). This suggested that eddies often found eastward of Cape Three Points may play a role in the limitation of the upwelling by horizontal advection of warm water from the surrounding Niger River plume.

To underpin the results from the heat budget, we performed a similar analysis with a salinity budget (see Equation 1; Supplementary Figures S2, S3) since salinity is more conservative than temperature. The results from the salinity budget were consistent with those from the heat budget with the two main cold and warm phases clearly depicted in the salinity budget by salty and fresh phases, respectively (Supplementary Figures S2A, B). Furthermore, the total salinity tendency (Tot) inside the box was highly correlated to the total advective tendency Tot_{adv} that was in turn led by the turbulent processes, thereby suggesting that the mean salinity tendency inside the box was modulated by the eddy advection (Supplementary Figure S2B). Salinity tendency assessed in each boundary revealed that the warm waters moved in by the GC through the western boundary were on average fresher than those in the upwelling cell which were moved out throughout the eastern boundary by the GC (Supplementary Figures S2C, S3A, C). Meanwhile, the cyclone showed, on average, two patterns: one from 14 to 26 July where the salinity tendency was for a freshening (even some positive tendencies were depicted approximately 19 July) and a second one from 27 July to the eddy dissipation where the salinity tendency was positive (Supplementary Figures S2C, S3B). A

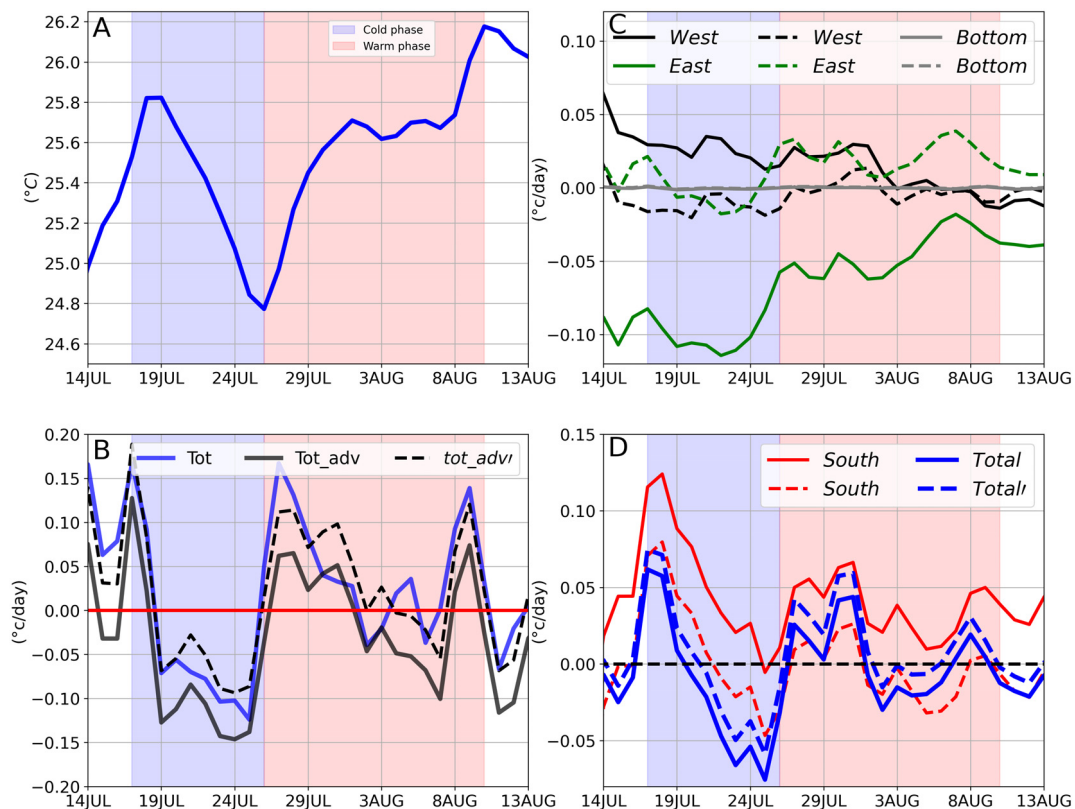


FIGURE 10

Heat budget in the mixed layer within the black box of Figure 2B during the cyclone life period: (A) mean temperature within the box in the mixed layer; (B) total temperature tendency (Tot), advective temperature tendency (Tot_adv: zonal+meridional+vertical) encompassing both mean (or seasonal) and mesoscale (or turbulent) processes, and eddy (or turbulent) advection of temperature tendency (Tot_adv); (C, D) the advective temperature tendency at each boundary delineating the box (west, east, bottom, and south) and the sum of all boundary advective terms (Total); solid lines include both seasonal and turbulent processes; dashed lines are the mesoscale contribution alone.

freshening through the eastern boundary can be noticed by easterly fresh water inflow (Supplementary Figures S2C, S3D) that was warm (Figure 10C). The cooling at the southern boundary (Figures 10D, 11E, F) due to southward advection was associated with salinity increase, and the coastward advection of warm offshore water was generally associated with a freshening in the box (Supplementary Figures S2D, S3E, F), except east of 0°E before 21 July when warming was associated with salinity increase.

Overall, the results from the salinity budget consistently supported those found in the heat budget.

4 Discussion

The model comparisons with observations show its ability to reproduce the main features characterizing the northern Gulf of Guinea in summer despite some warm and fresh surface biases in which estimations depend on the observation product used as a reference but can reach 0.63°C and −0.52, respectively. The modeling of SST in the Gulf of Guinea is a challenging issue, and the models present warm biases due to ocean modeling or atmospheric forcing. The horizontal resolution for ocean and atmospheric models might be involved as in Earth climate models with warm bias ranging between 2°C and 3°C (Richter, 2015; Toniazzo and Woolnough, 2014).

The atmospheric forcing has also some biases; for example, the solar flux is overestimated due to a cloud cover underestimation in the Gulf of Guinea around the ITCZ (Dussin et al., 2016). The wind from the atmospheric model reanalyses does not have the right variability in space and time for a good representation of the wind drop off the coast that can affect coastal upwelling (Fennel et al., 2012; Voldoire et al., 2019; Richter, 2015). So, we decided to use the satellite wind data for the wind forcing of our model configuration over the Gulf of Guinea. This forcing led to a better simulation of the coastal upwelling and river plumes in the Congo region (Ngakala et al., 2024).

Mesoscale cyclonic eddy can be almost detected throughout the year near the northern coast of the Gulf of Guinea with the first peak of detected eddy during the minor upwelling season (February–March) and the second higher peak during the major JAS upwelling season (boxes 1 and 2, Supplementary Figure S4). During the JAS upwelling season in which this study has focused on, under the constraint of the eddy tracking described in Section 2.3.1, at least one cyclonic eddy is detected per year eastward of Cape Palmas (except years 2009, 2013, 2015, and 2017) and eastward of Cape Three Points (except years 2012, 2013, 2014, and 2017) (boxes 1 and 2, Supplementary Figure S5). Cyclonic eddies form either in August or September eastward of Cape Palmas and in July or September eastward of Cape Three Points (Supplementary Figure S5).

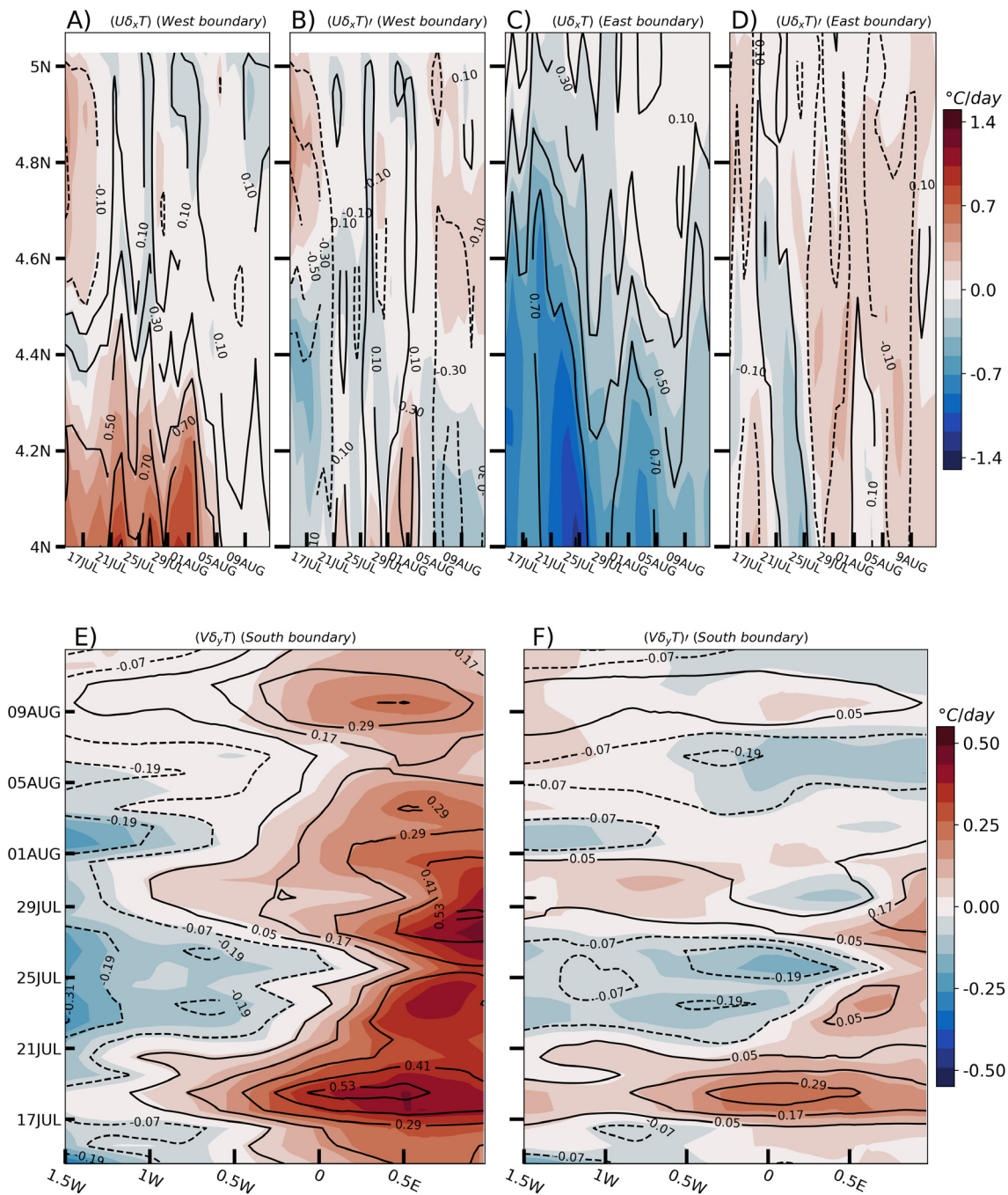


FIGURE 11

Advective heat tendency in the mixed layer at the west boundary for (A) seasonal and turbulent (eddy) processes; (B) turbulent processes alone; and (C, D) and (E, F) similar to (A, B), but for east and south boundaries, respectively. Isocontour lines represent the zonal current: (A, C) the total zonal current encompassing both mean and turbulent component; (B, D) the turbulent component alone; (E, F) similar to (A, C), respectively, but for the meridional current. Dashed and solid lines represent negative (westward, southward) and positive (eastward, northward) currents, respectively. Isocontour intervals are $0.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ and $0.16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ for zonal and meridional currents, respectively.

Different mechanisms can be involved in the eddy generation in the northern Gulf of Guinea during the JAS upwelling season.

Anticyclonic eddies generally forming along the GC latitudes (between 2°N and 3.5°N) are associated with weak gradient values of absolute vorticity C (Figures 6E, F); therefore, barotropic instabilities could lead to their generation. The large-scale GC

would be the source of the eddy kinetic energy that triggers instabilities (turbulence) observable through eddies forming at those latitudes (Figures 6A–D). However, cyclonic eddies mostly found near the coast in the upwelling area between 7°W and 2°E (Figure 6A) can be associated with a relatively high absolute value of C (Figure 6E), denoting that processes other than barotropic are

involved. Such processes may include those associated with the wind, outcropping of isopycnals, or baroclinic instabilities. Indeed, upwelling is generally associated with the uplift of deep-level isopycnals that may outcrop at the surface. Such outcropping is systematically associated with positive potential vorticity; therefore, outcropping of isopycnal provides the main reservoir of cyclonic eddy generation (Bretherton, 1966; Morel et al., 2019) and could explain the preference of cyclonic eddy to form in the upwelling cell (Figures 5A, E). Along with outcropping, non-conservative processes such as diapycnal mixing and wind friction (stress) can be invoked. Morel et al. (2006) argue that friction associated with wind stress can act differentially along an isopycnal level and, in this case, triggers systematic negative isopycnal potential vorticity anomalies. The presence of both negative (due to wind stress) and positive (due to outcropping) signs of vorticity anomalies along the isopycnal level could lead to growth of baroclinic/barotropic instabilities according to the Charney and Stern (1962) criterion and further extended to the Rayleigh (1880) criterion for non-parallel sheared currents as seen in Figures 6A–D with C values.

The GC interaction with the coastal Capes through frictional effect is also found by Djakouré et al. (2014) to generate an eddy activity.

The Niger River discharge might also, through baroclinic/barotropic instabilities, contribute to the generation of eddies detected east of 2°E (Figures 6A–D).

In the eastern boundary upwelling systems, eddies located along the coastal transition zone can propagate several kilometers offshore with the general nutrient-rich upwelling water; furthermore, the cyclonic eddies are known to generally move in a northwestward direction in the northern hemisphere (Gruber et al., 2011; Chelton et al., 2011). The northern coast of the Gulf of Guinea is in this regard peculiar since it is zonally (west–east) oriented. As a consequence, the transport of water masses associated with eddy dynamics may be blocked by the northern coast and the eastward flow of the GC preventing the eddy to move further northwestward. That is what we found in our case study where the cyclonic eddy was trapped between the GC and the northern shelf and consequently fostered exchanges between water masses from the upwelling cells and those at the vicinity of the GC.

5 Conclusion

The mesoscale dynamics and its possible role in the northern coastal upwelling in the Gulf of Guinea were addressed in this work by using daily outputs from a NEMO ocean model simulation. Validation of the latter was performed with different *in-situ* data and satellite observations in a mean summer (July–August–September) climatological setting covering the 2007–2017 period of the simulation. The model comparisons with observations show its ability to reproduce the main features characterizing the northern Gulf of Guinea in summer.

Using the model ADT field, we performed an eddy extraction over JAS of the 2007–2017 period in the northern Gulf of Guinea. A total of 38 cyclonic and 35 anticyclonic eddies were detected with a

mean radius of 95 km and 125 km, a mean lifetime of 21 and 30 days, and associated mean amplitudes along trajectories of 1.44 cm and 1.03 cm, respectively. We found a high occurrence of cyclonic mesoscale structures preferentially forming eastward of Cape Three Points and Cape Palmas, where upwelling occurs in summer. However, anticyclonic eddies are also detected mostly at the Guinea Current at latitudes between 2°N and 4°N and at the vicinity of the Niger River plume.

To investigate the possible influence of the mesoscale dynamics on SST and consequently on the upwelling, we focused on a quasi-stationary mesoscale cyclonic eddy detected just east of Cape Three Points in the summer season JAS of the year 2016 for which heat budget terms were recorded. This cyclonic eddy appeared on 14 July and lasted 1 month with a mean radius of 73 km and was located in the upper surface approximately 20 m depth between the coast and the Guinea Current, in the core of the upwelling cell east of Cape Three Points. Lagrangian simulations show that the waters trapped within the eddy came along the coast from the west and east sides of Cape Three Points, and these waters were previously cold and salty before moving offshore to join the eddy where they mixed with relative warm and less salty waters. The cyclonic eddy shows a double effect on the coastal upwelling: since its formation on 14 July to 26 July, the eddy led to a southward extension of upwelling cold water; from 27 July to its dissipation on August 13, the cyclonic eddy fostered a coastward inflow of warm water which entered in the upwelling area mainly by its eastern boundaries, therefore dampening the formation of the upwelling. These results suggest that the mesoscale eddies frequently found eastward of Cape Three Points and Cape Palmas during the summer may have a prominent role at an intraseasonal scale in the strengthening or weakening of upwelling even if they are not the main causes of the upwelling setting as argued by Djakouré et al. (2014) and Djakouré et al. (2017).

As a perspective, heat budget terms might be recorded for other years; extending our study to these years may underpin or probably find out other features of how mesoscale dynamics may influence the northern Gulf of Guinea upwelling.

Addressing the biochemical properties that may be related to the structure of these eddies would also be a very interesting issue for marine productivity and halieutic resources monitoring since such eddies trapped between the coast and the Guinea Current could foster the spawning and development of some pelagic fishes like *Sardinella aurita*, the most abundant species in the northern Gulf of Guinea.

The observability of these mesoscale eddy structures could also be studied with the new SWOT altimetry mission, taking advantage of its high spatial and temporal resolution enabling an assessment of such structures.

Data availability statement

The original contributions presented in the study are included in the article/Supplementary Material. Further inquiries can be directed to the corresponding author.

Author contributions

AT: Conceptualization, Investigation, Methodology, Software, Validation, Writing – original draft, Writing – review & editing, Data curation. GA: Methodology, Supervision, Validation, Writing – review & editing. ID: Methodology, Project administration, Supervision, Validation, Writing – review & editing. DN: Software, Writing – review & editing. HA: Methodology, Writing – review & editing. CC: Software, Writing – review & editing. GM: Data curation, Writing – review & editing. JJ: Data curation, Writing – review & editing. YM: Supervision, Writing – review & editing.

Funding

The author(s) declare financial support was received for the research, authorship, and/or publication of this article. This work is part of AT's Ph.D. thesis funded by the University of Toulouse (UT3-UPS) (France). This study has benefited from freely available datasets; we thank these diverse platforms, particularly SNO-SSS and PIRATA. We thank the TRIATLAS project funded by the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under grant agreement 817578 and the NASA/CNES SWOT-GG project funded by the CNES (TOSCA program) for their various supports. We also thank the (DAAD) Deutscher Akademischer Austauschdienst for their funding. Computing resources are provided by DARI under grant GEN7298.

References

- Aguedjou, D. I., Chaigneau, A., Moel, Y., and Alory, G. (2019). Eddies in the tropical atlantic ocean and their seasonal variability. *Geophysical Res. Lett.* 46, 12156–12164. doi: 10.1029/2019GL083925
- Aguedjou, C. A., Dadou, I., Morel, Y., Balotcha, E., and Da-Allada, C. (2023). Imprint of mesoscale eddies on air-sea interaction in the tropical atlantic ocean. *Remote Sens.* 15, 3087. doi: 10.3390/rs15123087
- Aguedjou, H. M. A., Chaigneau, A., Dadou, I., Morel, Y., Pegliasco, C., Da-Allada, C. Y., et al. (2021). What can we learn from observed temperature and salinity isopycnal anomalies at eddy generation sites? application in the tropical atlantic ocean. *J. Geophysical Research: Oceans* 126, e2021JC017630. doi: 10.1029/2021JC017630
- Alory, G., Da-Allada, C. Y., Djakouré, S., Dadou, I., Jouanno, J., and Loemba, D. P. (2021). Coastal upwelling limitation by onshore geostrophic flow in the gulf of Guinea around the Niger river plume. *Front. Mar. Sci.* 7. doi: 10.3389/fmars.2020.607216
- Alory, G., Delcroix, T., Têchiné, P., Diverrès, D., Varillon, D., Cravatte, S., et al. (2015). The french contribution to the voluntary observing ships network of sea surface salinity. *Deep Sea Res. Part I: Oceanographic Res. Papers* 105, 1–18. doi: 10.1016/j.jdsr.2015.08.005
- Assene, F., Morel, Y., Delpech, A., Aguedjou, M., Jouanno, J., Cravatte, S., et al. (2020). From mixing to the large scale circulation: How the inverse cascade is involved in the formation of the subsurface currents in the gulf of Guinea. *Fluids* 5, 147. doi: 10.3390/fluids5030147
- Athie, G., and Marin, F. (2008). Cross-equatorial structure and temporal modulation of intraseasonal variability at the surface of the tropical atlantic ocean. *J. Geophysical Research: Oceans* 113. doi: 10.1029/2007JC004332
- Benitez, C., Bidigare, R. R., Dickey, T. D., Landry, M. R., Leonard, C. L., Brown, S. L., et al. (2007). Mesoscale eddies drive increased silica export in the subtropical pacific ocean. *Science* 316, 1017–1021. doi: 10.1126/science.1136221
- Berger, H., Treguier, A. M., Perenne, N., and Talandier, C. (2014). Dynamical contribution to sea surface salinity variations in the eastern gulf of Guinea based on numerical modelling. *Climate dynamics* 43, 3105–3122. doi: 10.1007/s00382-014-2195-4
- Binet, D. (1997). Climate and pelagic fisheries in the canary and Guinea currents 1964-1993: The role of trade winds and the southern oscillation. *Oceanologica Acta* 20, 177–190. doi: 10.1029/2020JC016731
- Boutin, J., Vergely, J.-L., Marchand, S., d'Amico, F., Hasson, A., Kolodziejczyk, N., et al. (2018). New smos sea surface salinity with reduced systematic errors and improved variability. *Remote Sens. Environ.* 214, 115–134. doi: 10.1016/j.rse.2018.05.022
- Boutin, J., Vergely, J., Perrot, X., Olivier, L., Reverdin, X., and Thouvenin-Masson, C. (2022). Smos smap high resolution sss maps in regions of high variability, generated by catds cec. *SEANOE*. doi: 10.17882/90082
- Brandt, P., Alory, G., Awo, F. M., Dengler, M., Djakouré, S., Imbol Koungue, R. A., et al. (2023). Physical processes and biological productivity in the upwelling regions of the tropical atlantic. *Ocean Sci.* 19, 581–601. doi: 10.5194/os-19-581-2023
- Bretherton, F. P. (1966). Critical layer instability in baroclinic flows. *Q. J. R. Meteorological Soc.* 92, 325–334. doi: 10.1002/qj.49709239302
- Caniaux, G., Giordani, H., Redelsperger, J.-L., Guichard, F., Key, E., and Wade, M. (2011). Coupling between the atlantic cold tongue and the west african monsoon in boreal spring and summer. *J. Geophysical Research: Oceans* 116. doi: 10.1029/2010JC006570
- Chaigneau, A., Eldin, G., and Dewitte, B. (2009). Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry, (1992–2007). *Prog. Oceanography* 83, 117–123. doi: 10.1016/j.pocean.2009.07
- Charney, J. G., and Stern, M. E. (1962). On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmospheric Sci.* 19, 159–172. doi: 10.1175/1520-0469(1962)019<0159:OTOSIB>2.0.CO;2
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., and Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Prog. oceanography* 91, 167–216. doi: 10.1016/j.pocean.2011.01.002
- Chin, T., Vazquez-Cuervo, J., and Armstrong, E. (2017). A multi-scale high-resolution analysis of global sea surface temperature. *Remote Sens. Environ.* 200, 154–169. doi: 10.1016/j.rse.2017.07.029

Acknowledgments

We would like to thank the two reviewers for their constructive comments, which improved our paper.

Conflict of interest

The authors declare that the research was conducted in the absence of any commercial or financial relationships that could be construed as a potential conflict of interest.

Publisher's note

All claims expressed in this article are solely those of the authors and do not necessarily represent those of their affiliated organizations, or those of the publisher, the editors and the reviewers. Any product that may be evaluated in this article, or claim that may be made by its manufacturer, is not guaranteed or endorsed by the publisher.

Supplementary material

The Supplementary Material for this article can be found online at: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fmars.2024.1500753/full#supplementary-material>

- Colin, C. (1988). Coastal upwelling events in front of the ivory-coast during the focal program. *Oceanologica Acta* 11, 125–138.
- Decharme, B., Delire, C., Minvielle, M., Colin, J., Vergnes, J.-P., Alias, A., et al. (2019). Recent changes in the isba-ctrip land surface system for use in the cnrm-cm6 climate model and in global off-line hydrological applications. *J. Adv. Modeling Earth Syst.* 11, 1207–1252. doi: 10.1029/2018MS001545
- Delandmeter, P., and Van Sebille, E. (2019). The parcels v2. 0 lagrangian framework: new field interpolation schemes. *Geoscientific Model. Dev.* 12, 3571–3584. doi: 10.5194/gmd-12-3571-2019
- Dieng, H., Dadou, I., Leger, F., Morel, Y., Jouanno, J., Lyard, F., et al. (2019). Sea level anomalies using altimetry, model and tide gauges along the african coasts in the eastern tropical atlantic ocean: Inter-comparison and temporal variability. *Adv. Space Res.* 68, 534–552. doi: 10.1016/j.asr.2019.10.019
- Djakouré, S., Penven, P., Bourlès, B., Kone', V., and Veitch, J. (2017). Respective roles of the Guinea current and local winds on the coastal upwelling in the northern gulf of Guinea. *J. Phys. Oceanography* 47, 1367–1387. doi: 10.1175/JPO-D-16-0126.1
- Djakouré, S., Penven, P., Bourlès, B., Veitch, J., and Kone', V. (2014). Coastally trapped eddies in the north of the gulf of guinea. *J. Geophysical Research: Oceans* 119, 6805–6819. doi: 10.1002/2014JC010243
- Dussin, R., Barnier, B., Brodeau, L., and Molines, J. M. (2016). Drakkar forcing set dfs5. *MyOcean Rep.*
- Fennel, W., Junker, T., Schmidt, M., and Mohrholz, V. (2012). Response of the benguela upwelling systems to spatial variations in the wind stress. *Continental Shelf Res.* 45, 65–77. doi: 10.1016/j.csr.2012.06.004
- Fore, A. G., Yueh, S. H., Tang, W., Stiles, B. W., and Hayashi, A. K. (2016). Combined active/passive retrievals of ocean vector wind and sea surface salinity with smap. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 54, 7396–7404. doi: 10.1109/TGRS.2016.2601486
- Gaillard, F., Diverres, D., Jacquin, S., Gouriou, Y., Grelet, J., Le Menn, M., et al. (2015). Sea surface temperature and salinity from french research vessels 2001–2013. *Sci. Data* 2, 1–9. doi: 10.1038/sdata.2015.54
- Garcia, H., Boyer, T., Baranova, O., Locarnini, R., Mishonov, A., Grodsky, A., et al. (2019). World ocean atlas 2018: Product documentation. *A. Mishonov Tech. Editor.* doi: 10.13140/RG.2.2.34758.01602
- Good, S., Fiedler, E., Mao, C., Martin, M. J., Maycock, A., Reid, R., et al. (2020). The current configuration of the ostia system for operational production of foundation sea surface temperature and ice concentration analyses. *Remote Sens.* 12, 720. doi: 10.3390/rs12040720
- Gruber, N., Lachkar, Z., Frenzel, H., Marchesiello, P., Münnich, M., McWilliams, J. C., et al. (2011). Eddy-induced reduction of biological production in eastern boundary upwelling systems. *Nat. Geosci.* 4, 787–792. doi: 10.1038/NGEO1273
- Hasson, A., Farrar, J. T., Boutin, J., Bingham, F., and Lee, T. (2019). Intraseasonal variability of surface salinity in the eastern tropical pacific associated with mesoscale eddies. *J. Geophysical Research: Oceans* 124, 2861–2875. doi: 10.1029/2018JC014175
- Hausmann, U., and Czaja, A. (2012). The observed signature of mesoscale eddies in sea surface temperature and the associated heat transport. *Deep Sea Res. Part I: Oceanographic Res. Papers* 70, 60–72. doi: 10.1016/j.dsr.2012.08.005
- Herbert, G., Bourlès, B., Penven, P., and Grelet, J. (2016). New insights on the upper layer circulation north of the gulf of guinea. *J. Geophysical Research: Oceans* 121, 6793–6815. doi: 10.1002/2016JC011959
- Huang, L., Liu, C., Banzon, V., Freeman, E., Graham, G., Hankins, B., et al. (2021a). Improvements of the daily optimum interpolation sea surface temperature (doisst) version 2.1. *J. Climate* 34, 2923–2939. doi: 10.1175/JCLI-D-20-0166.s1
- Huang, M., Liang, X., Zhu, Y., Liu, Y., and Weisberg, R. H. (2021b). Eddies connect the tropical atlantic ocean and the gulf of Mexico. *Geophysical Res. Lett.* 48, e2020GL091277. doi: 10.1029/2020GL091277
- Johns, W. E., Lee, T. N., Schott, F. A., Zantopp, R. J., and Evans, R. H. (1990). The north Brazil current retroflection: Seasonal structure and eddy variability. *J. Geophysical Research: Oceans* 95, 22103–22120. doi: 10.1029/JC095iC12p22103
- Jouanno, J., Marin, F., Du Penhoat, Y., Sheinbaum, J., and Molines, J.-M. (2011). Seasonal heat balance in the upper 100 m of the equatorial atlantic ocean. *J. Geophysical Research: Oceans* 116. doi: 10.1029/2010JC006912
- Kilpatrick, K. A., Podestá, G., Walsh, S., Williams, E., Halliwell, V., Szczodrak, M., et al. (2015). A decade of sea surface temperature from modis. *Remote Sens. Environ.* 165, 27–41. doi: 10.1016/j.rse.2015.04.023
- Kobayashi, S., Ota, Y., Harada, Y., Ebata, A., Mori, M., Onoda, H., et al. (2015). The jra-55 reanalysis: General specifications and basic characteristics. *J. Meteorological Soc. Japan. Ser. II* 93, 5–48. doi: 10.2151/jmsj.2015-001
- Kone', V., Lett, C., Penven, P., Bourlès, B., and Djakouré, S. (2017). A biophysical model of s. aurita early life history in the northern gulf of Guinea. *Prog. oceanography* 151, 83–96. doi: 10.1016/j.pocean.2016.10.008
- Laraque, A., Moukandi N'kaya, G. D., Orange, D., Tshimanga, R., Tshitenge, J. M., Mahé, G., et al. (2020). Recent budget of hydroclimatology and hydrosedimentology of the congo river in central africa. *Water* 12, 2613. doi: 10.3390/w12092613
- Large, W., and Yeager, S. (2008). The global climatology of an interannually varying air-sea flux data set. *Climate dynamics* 33, 341–364. doi: 10.1007/s00382-008-0441-3
- Laurindo, L., Mariano, A., and Lumpkin, R. (2017). An improved near-surface velocity climatology for the global ocean from drifter observations. *Deep Sea Res. Part I: Oceanographic Res. Papers* 124, 73–92. doi: 10.1016/j.dsr.2017.04.009
- Lee, T., Fukumori, I., and Tang, B. (2004). Temperature advection: Internal versus external processes. *J. Phys. Oceanography* 34, 1936–1944. doi: 10.1175/1520-0485(2004)034%3C1936:TAIVEP%3E2.0.CO;2
- Lellouche, J.-M., Eric, G., Romain, B.-B., Gilles, G., Angélique, M., Marie, D., et al. (2021). The copernicus global 1/12 oceanic and sea ice glorys12 reanalysis. *Front. Earth Sci.* 9. doi: 10.3389/feart.2021.698876
- Liu, Y., Yu, L., and Chen, G. (2020). Characterization of sea surface temperature and air-sea heat flux anomalies associated with mesoscale eddies in the south China sea. *J. Geophysical Research: Oceans* 125, e2019JC015470. doi: 10.1029/2019JC015470
- Madec, G., Bourdallé-Badie, R., Bouttier, P.-A., Bricaud, C., Bruciaferri, D., Calvert, D., et al. (2017). Nemo ocean engine.
- Marquis, J. W., Bogdanoff, A. S., Campbell, J. R., Cummings, J. A., Westphal, D. L., Smith, N. J., et al. (2017). Estimating infrared radiometric satellite sea surface temperature retrieval cold biases in the tropics due to unscreened optically thin cirrus clouds. *J. Atmospheric Oceanic Technol.* 34, 355–373. doi: 10.1175/JTECH-D-15-0226.1
- Martin, A., Guimbar, S., Koehler, J., Akhil, V., Vialard, J., Houdegnonto, O., et al. (2021). Climate change initiative+ (cci+) phase 1 sea surface salinity: Product validation and intercomparison report (pvir).
- McGillicuddy, D. J. Jr (2016). Mechanisms of physical-biological-biogeochemical interaction at the oceanic mesoscale. *Annu. Rev. Mar. Sci.* 8, 125–159. doi: 10.1146/annurev-marine-010814-015606
- Montégut, C., Madec, G., Fischer, A. S., Lazar, A., and Iudicone, D. (2004). Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *J. Geophysical Research: Oceans* 109. doi: 10.1029/2004JC002378
- Morel, Y. G., Darr, D. S., and Talandier, C. (2006). Possible sources driving the potential vorticity structure and long-wave instability of coastal upwelling and downwelling currents. *J. Phys. oceanography* 36, 875–896. doi: 10.1175/JPO2899.1
- Morel, Y., Gula, J., and Ponte, A. (2019). Potential vorticity diagnostics based on balances between volume integral and boundary conditions. *Ocean Model.* 138, 23–35. doi: 10.1016/j.ocemod.2019.04.004
- Napolitano, D., Alory, G., Dadou, I., Morel, Y., Jouanno, J., and Morvan, G. (2022). Influence of the gulf of Guinea islands on the atlantic equatorial undercurrent circulation. *J. Geophysical Research: Oceans* 127, e2021JC017999. doi: 10.1029/2021JC017999
- Napolitano, D. C., da Silveira, I. C., Rocha, C. B., Flierl, G. R., Calil, P. H., and Martins, R. P. (2019). On the steadiness and instability of the intermediate western boundary current between 24 and 18 s. *J. Phys. Oceanography* 49, 3127–3143. doi: 10.1175/JPO-D-19-0011.1
- Napolitano, D. C., da Silveira, I., Tandon, A., and Calil, P. H. (2021). Submesoscale phenomena due to the Brazil current crossing of the vitória-trindade ridge. *J. Geophysical Research: Oceans* 126, e2020JC016731. doi: 10.1029/2020JC016731
- Ngakala, R. D., Alory, G., Da-Allada, C. Y., Kom, O. E., Jouanno, J., Rath, W., et al. (2023). Joint observation-model mixed-layer heat and salt budgets in the eastern tropical atlantic. *Ocean Sci.* 19, 535–558. doi: 10.5194/os-19-535-2023
- Ngakala, R., Alory, G., Y. Casimir, D.-A., Dadou, I., Cardot, C., Morvan, G., et al. (2024). Seasonal mixed-layer temperature in the congolese upwelling system (cus). doi: 10.22541/essoar.169724942.21688528/v1
- Pegliasco, C., Chaigneau, A., and Morrow, R. (2015). Main eddy vertical structures observed in the four major eastern boundary upwelling systems. *J. Geophysical Research: Oceans* 120, 6008–6033. doi: 10.1002/2015JC010950
- Rayleigh, L. (1880). On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proc. London Math. Soc.* 1, 57–72.
- Richter, I. (2015). Climate model biases in the eastern tropical oceans: Causes, impacts and ways forward. *Wiley Interdiscip. Reviews: Climate Change* 6, 345–358. doi: 10.1002/wcc.338
- Sohou, Z., Kone', V., Da-Allada, Y., Djakouré, S., Bourlès, B., Racape, V., et al. (2020). Seasonal and inter-annual onset sea surface temperature variability along the northern coast of the gulf of Guinea. *Regional Stud. Mar. Sci.* 35, 101129. doi: 10.1016/j.rsm.2020.101129
- Stramma, L., and Schott, F. (1999). The mean flow field of the tropical atlantic ocean. *Deep Sea Res. Part II: Topical Stud. Oceanography* 46, 279–303. doi: 10.1016/S0967-0645(98)00109-X
- Toniazzo, T., and Woolnough, S. (2014). Development of warm sst errors in the southern tropical atlantic in cmip5 decadal hindcasts. *Climate dynamics* 43, 2889–2913. doi: 10.1007/s00382-013-1691-2
- Vallis, G. K. (2017). *Atmospheric and oceanic fluid dynamics* (United Kingdom: Cambridge University Press).
- Voldoire, A., Exarchou, E., Sanchez-Gomez, E., Demissie, T., Deppenmeier, A.-L., Frauen, C., et al. (2019). Role of wind stress in driving sst biases in the tropical atlantic. *Climate Dynamics* 53, 3481–3504. doi: 10.1007/s00382-019-04717-0

Supplementary Material

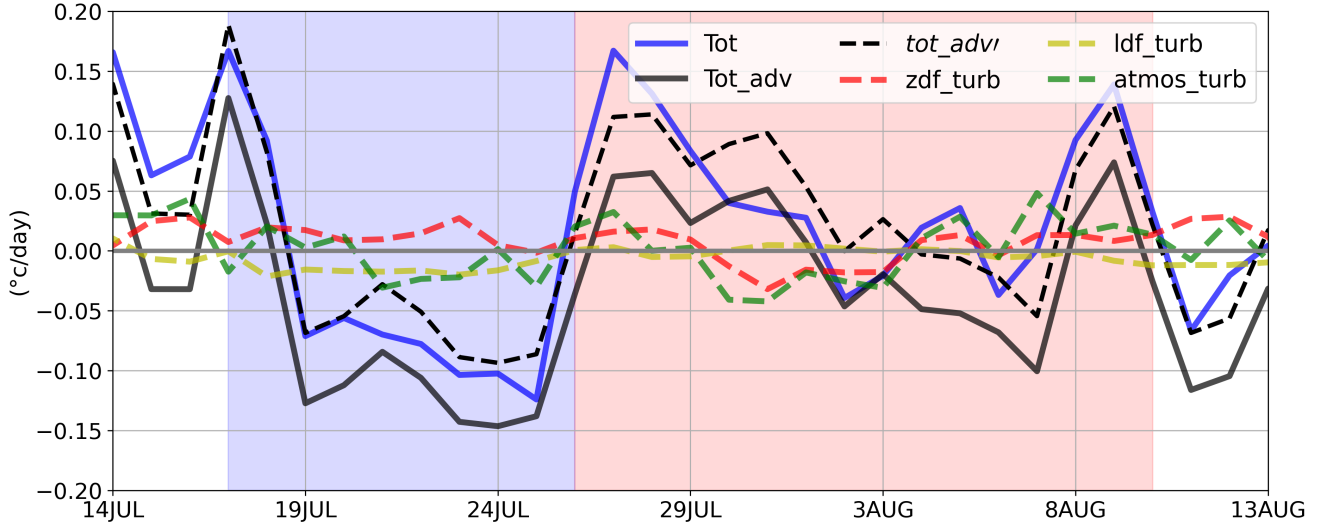


Figure S1. Heat budget in the mixed layer within the black box (in Figure 7b) during the cyclone life period : total temperature tendency (Tot), advective temperature tendency (Tot_adv : zonal+meridional+vertical) encompassing both seasonal and mesoscale (or turbulent) processes, eddy (or turbulent) advection of temperature tendency (Tot_adv’); atmospheric turbulent heat tendency (atmos_turb), lateral (ldf_turb) and vertical (zdf_turb) turbulent diffusion tendencies.

SALINITY BUDGET:

$$\begin{aligned}
 \underbrace{\frac{\delta \langle S \rangle}{\delta t}}_{\text{Total tendency}} &= \underbrace{-\langle u \delta_x S \rangle}_{\text{XAD}} - \underbrace{-\langle v \delta_y S \rangle}_{\text{YAD}} - \underbrace{-\langle w \delta_z S \rangle}_{\text{ZAD}} \\
 &\quad \underbrace{\text{Zonal + Meridional + Vertical Advection}} \\
 &+ \underbrace{\langle D_l(S) \rangle}_{\text{Lateral diffusion}} - \underbrace{\frac{1}{h} (K_z \delta_z S)_{z=-h}}_{\text{Vertical diffusion}} + \underbrace{\frac{(E - P - R) SSS}{h}}_{\text{Fresh water flux}} \\
 &- \underbrace{\frac{1}{h} \frac{\delta h}{\delta t} (SSS - S_{z=-h})}_{\text{Entrainment}}
 \end{aligned} \tag{S1}$$

with $\langle X \rangle = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 X dz$ representing the vertical average of a quantity X from the surface to a depth $-h$. The mixed layer (h) is defined as the depth of the isopycnal representing a 0.03 kg.m^{-3} increment from the density value at 10 m .

The mixed layer (h) is defined as the depth of the isopycnal representing a 0.03 kg.m^{-3} increment from the density value at 10 m . The total sea salinity tendency equation(S1) is controlled by different terms in its RHS, namely, the 3-d advection terms, diffusion terms, the fresh water flux, and the entrainment term. For completion, E , P , R , SSS variables are evaporation, precipitation, river runoff and sea surface salinity, respectively.

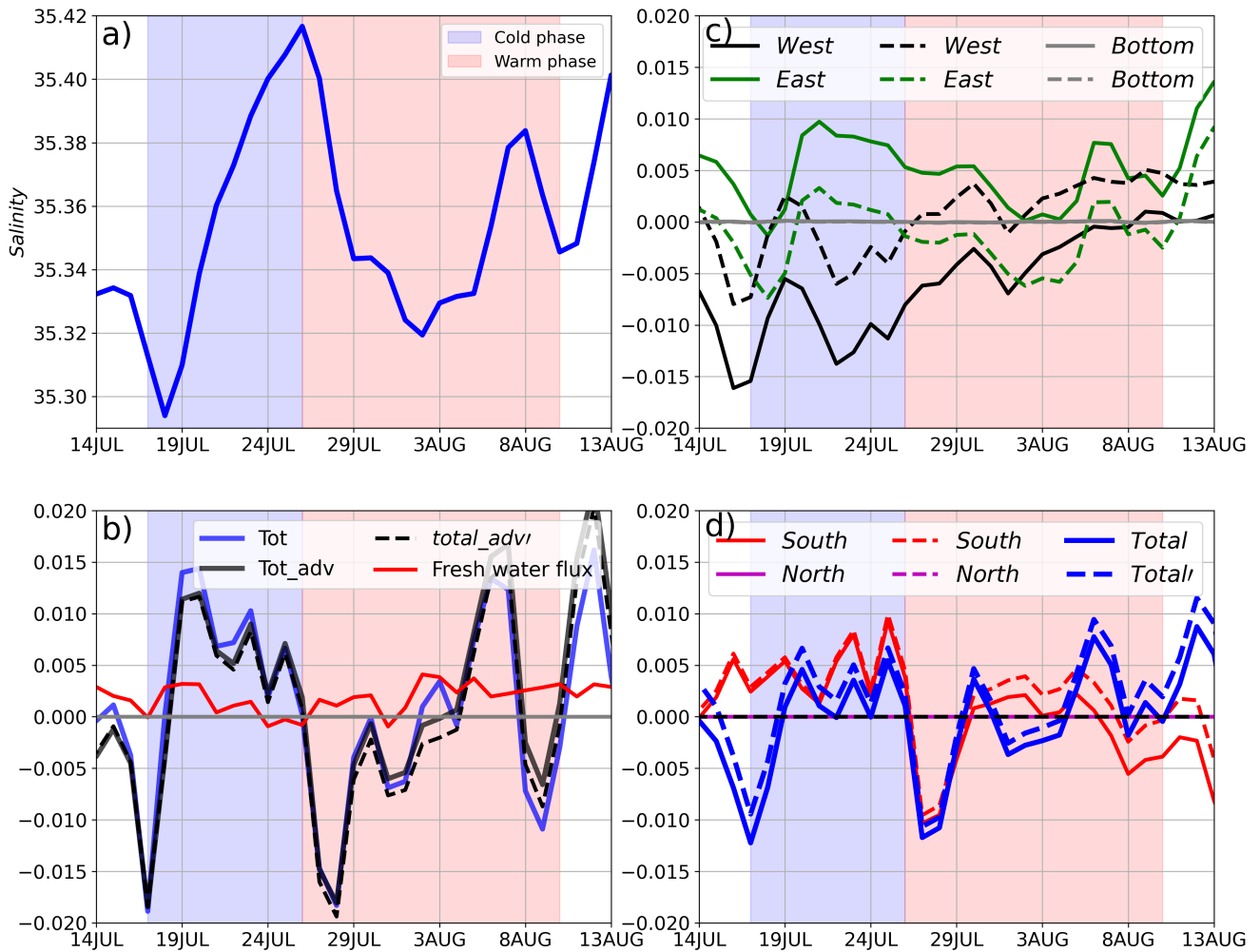


Figure S2. Salinity budget in the mixed layer within the black box (in Figure 6b) during the cyclone life period : (a) mean salinity within the box in the mixed layer ; (b) total salinity tendency (Tot), advective salinity tendency (Tot_adv: zonal+meridional+vertical) encompassing both mean and turbulent contributions, turbulent advection of salinity tendency (Tot_adv'), Fresh water flux; (c) and (d) are the advective salinity tendency at each boundary delineating the box (West, East, Bottom and South) and the sum of all boundary advective terms (Total), the solid lines are both mean and turbulent contributions, dashed lines are the turbulent (mesoscale) contribution alone.

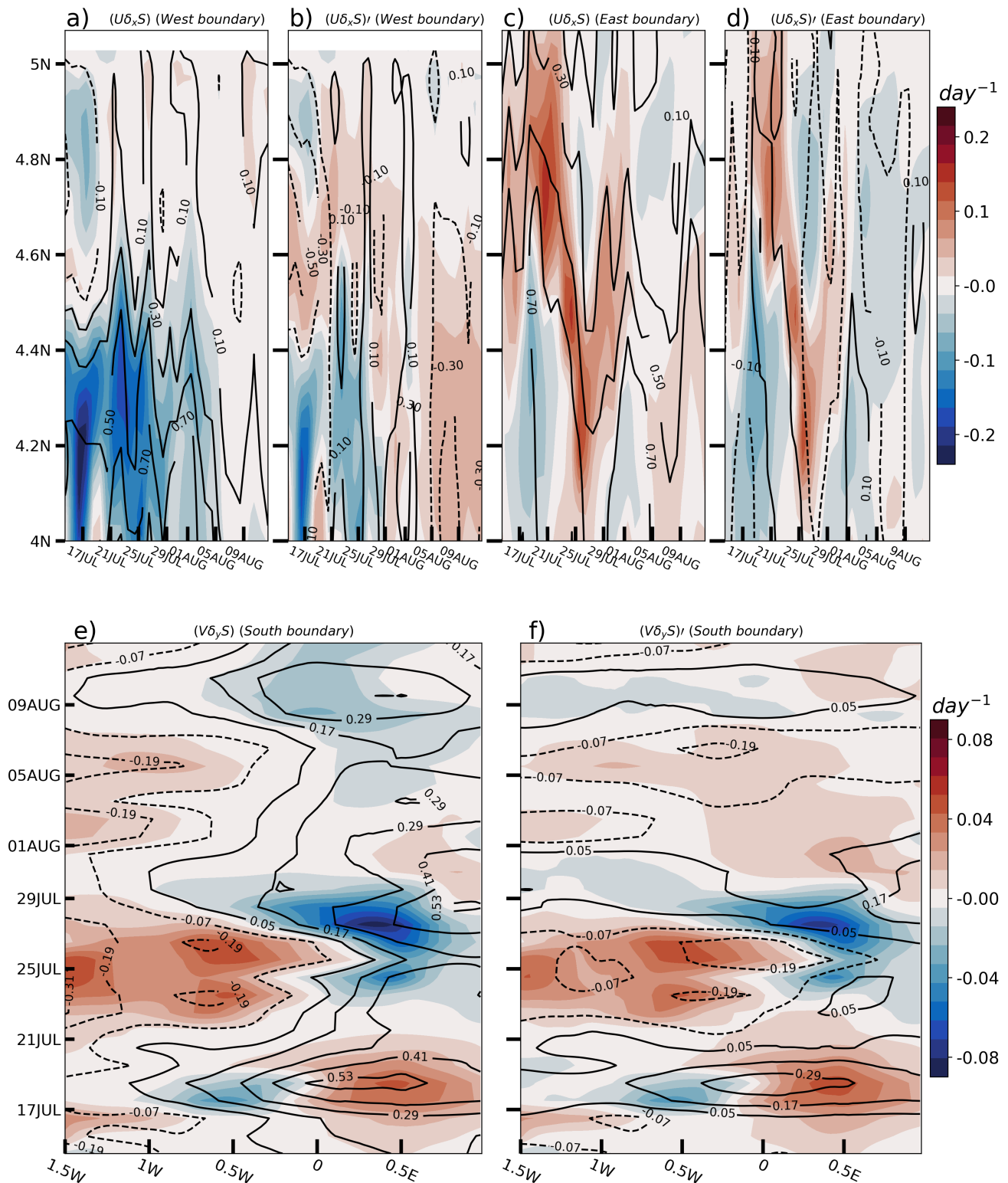


Figure S3. Avectione salinity tendency in the mixed layer at the western boundary for (a) mean and turbulent processes, (b) turbulent processes alone, (c) and (d), (e) and (f) similar to (a) and (b), but for eastern and southern boundaries, respectively. The isocontour lines represent zonal current : (a) and (c) the total zonal current encompassing both mean and turbulent components ; (b) and (d) the turbulent component alone ; (e) and (f) similar to (a) and (c), respectively but for the meridional current. The dashed and solide lines represent negative (westward, southward) and positive (eastward, coastward) currents, respectively. the isocontour intervals are 0.2 m/s and 0.16 m/s for the zonal and meridional current, respectively.

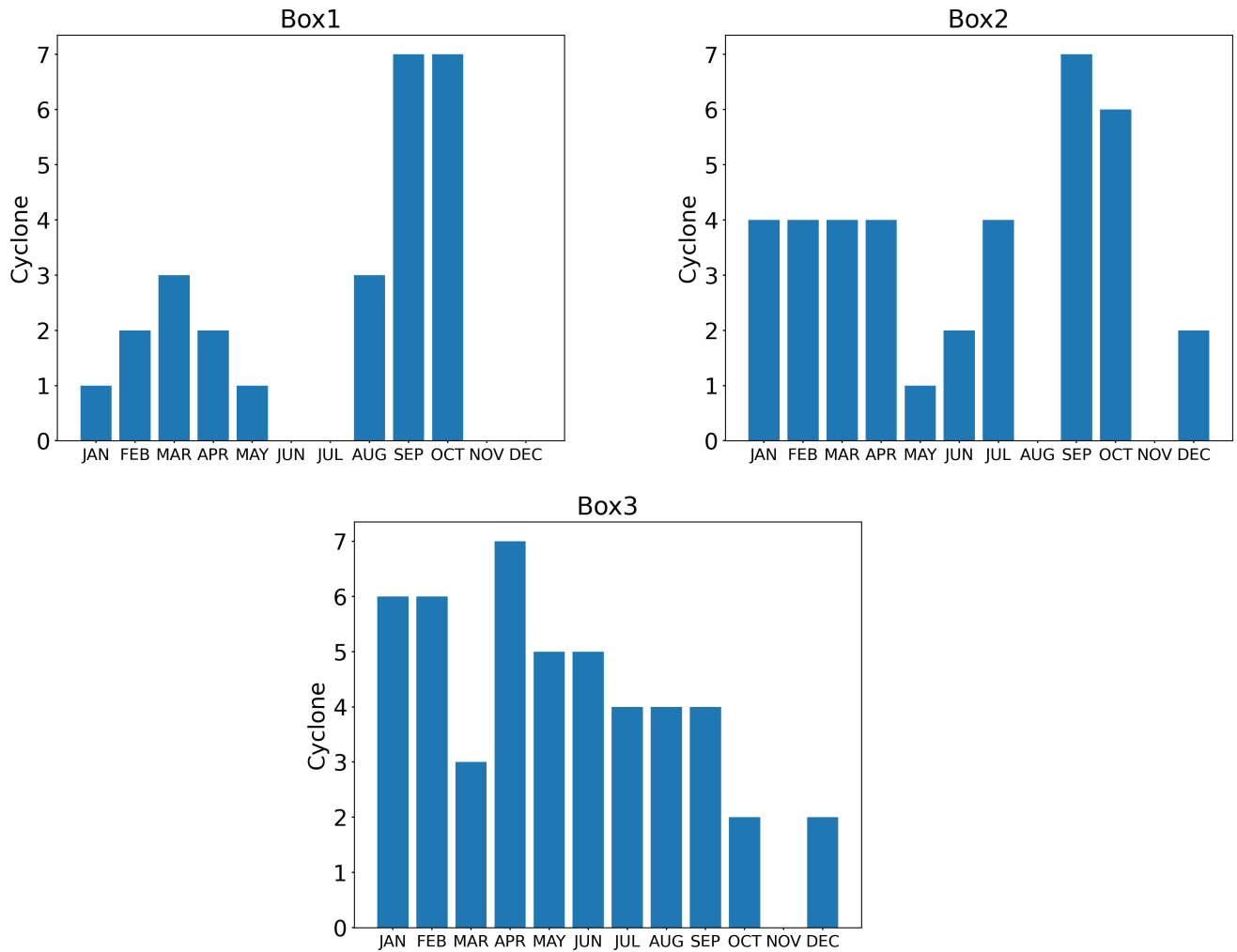


Figure S4. Seasonal variability of the detected cyclonic eddy in the northern Gulf of Guinea from the NEMO simulation, no interpolation onto the altimetry grid (25 km) is made, so that we take advantage of the high spatial resolution (3km) of the model to potentially find smaller eddies as well as nearest eddy structures to the coast that can be missed out when interpolating on the altimetry grid. Boxes 1-3 are specified in Figure S5.

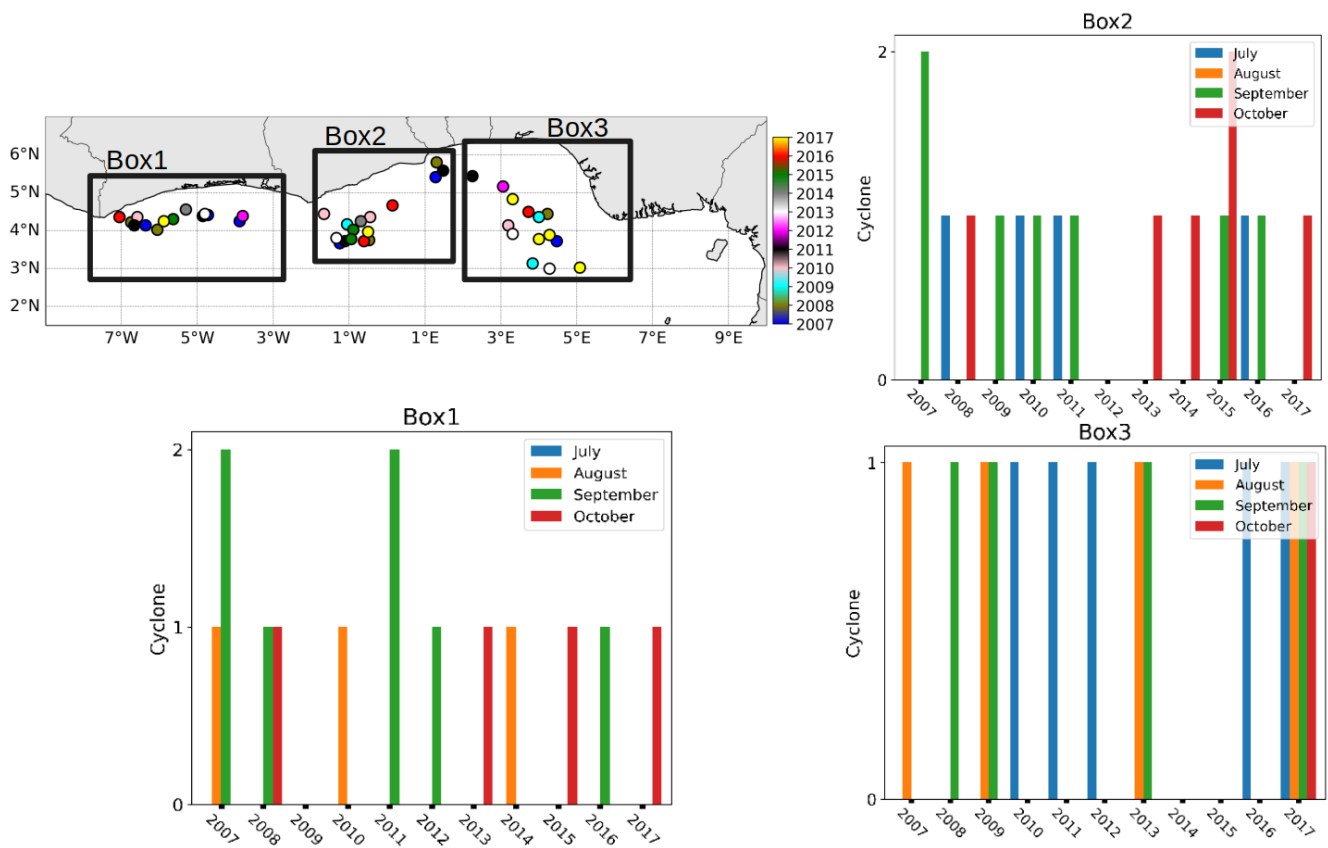


Figure S5. Interannual variability of the seasonal (JASO) detected cyclones over 2007-2017. Colored dots are the cyclonic eddy centers when they are for the first time detected and filled colors refer to years. In box1-3, is represented the number of cyclonic eddies detected for each month over JASO of the 2007-2017 period.

III.3 conclusion et perspectives

La dynamique de mésoéchelle et son interaction avec l'upwelling côtier au nord du Golfe de Guinée ont été étudiés dans ce chapitre à partir des sorties journalières d'une simulation du modèle océanique NEMO sur la période 2007-2017. La validation de cette simulation a été réalisée avec différentes données in situ et d'observations satellitaires, sur la période 2007–2017 et en particulier pendant la grande saison d'upwelling JASO. Les comparaisons du modèle avec les observations montrent sa capacité à reproduire les principales caractéristiques dynamiques et physiques qui définissent le nord du Golfe de Guinée en été boréal.

À partir du champ d'ADT du modèle, nous avons extrait les tourbillons sur la période JASO 2007–2017 dans le nord du Golfe de Guinée. Un total de 38 tourbillons cycloniques et 35 anticycloniques ont été détectés, avec respectivement un rayon moyen de 95 km et 125 km, une durée de vie moyenne de 21 et 30 jours, et des amplitudes moyennes le long de leurs trajectoires de 1,44 cm et 1,03 cm. Nous avons noté une forte occurrence de structures cycloniques se formant préférentiellement à l'est du Cap Three Points et du Cap Palmas, zones où se produit l'upwelling côtier. Les tourbillons anticycloniques apparaissent pour la plupart aux latitudes du courant de Guinée, entre 2°N et 4°N, ainsi qu'à proximité du panache du fleuve Niger.

Pour examiner l'interaction possible entre la dynamique de mésoéchelle et l'upwelling côtier, nous avons étudié un tourbillon cyclonique de surface, quasi-stationnaire, détecté à l'est du Cap Three Points dans la cellule d'upwelling du Ghana durant l'été 2016. Ce tourbillon est détecté le 14 juillet et a une durée de vie d'un mois, avec un rayon moyen de 73 km. Il est localisé entre la côte ghanéenne et le courant de Guinée.

Les simulations lagrangiennes montrent que les eaux piégées dans ce tourbillon proviennent de l'upwelling côtier, à l'ouest et à l'est du Cap Three Points; elles étaient initialement froides et salées avant d'être advectées au large dans le tourbillon où elles se sont mélangées avec des eaux relativement plus chaudes et moins salées.

Ce tourbillon cyclonique présente un double effet sur l'upwelling côtier : du 14 au 26 juillet, il a favorisé une extension vers le large des eaux froides de l'upwelling. Puis, du 27 juillet jusqu'à sa dissipation le 13 août, il a induit une advection vers la côte d'eaux du large plus chaudes, qui entrant dans la cellule d'upwelling principalement par sa frontière est, ont affaibli l'upwelling. Ces résultats suggèrent que les tourbillons de mésoéchelle, fréquemment observés à l'est du cap Three Points et du cap Palmas en été, peuvent avoir un rôle important à l'échelle intra-saisonnière

sur le renforcement ou l'affaiblissement de l'upwelling, même s'ils ne sont pas la principale cause de la formation de cet upwelling (Djakouré et al., 2017).

En perspective de ce travail, il serait intéressant d'étudier d'autres événements tourbillonnaires dans l'upwelling afin d'étudier la variabilité intra-saisonnière, saisonnière et interannuelle de ce processus ou de mettre en lumière d'autres processus par lesquels ces tourbillons pourraient influencer l'upwelling au Nord du Golfe de Guinée.

L'étude des propriétés biogéochimiques liées à ces structures tourbillonnaires représenterait également un enjeu majeur pour le suivi de la production primaire, productivité et des ressources halieutiques. De tels tourbillons, piégés entre la côte et le courant de Guinée, pourraient favoriser le développement du phytoplancton et donc de certains poissons pélagiques comme le *Sardinella aurita*, espèce la plus abondante dans le nord du Golfe de Guinée (Koné et al., 2017).

Enfin, l'observabilité de ces structures tourbillonnaires de mésoéchelle pourrait être étudiée avec la nouvelle mission altimétrique SWOT, qui, grâce à sa haute résolution spatiale et temporelle par rapport à l'altimétrie classique, permettrait d'observer d'une façon plus affinée ces structures et leur variabilité temporelle et spatiale.

Chapitre IV

Impacts des ondes intra-saisonnières piégées à la côte, forcées depuis l'équateur, sur l'upwelling côtier au Nord du Golfe de Guinée

Une onde révèle ce que l'océan tait.

Karim

Sommaire

IV.1 Contexte et Objectifs	79
IV.2 Résumé de l'article	81
Article : Thiam et al. (2025)	82
IV.3 Conclusion et perspectives	110

IV.1 Contexte et Objectifs

Ce chapitre [IV](#), comme le précédent, traite de la dynamique de mésoéchelle, s'intéressant plus particulièrement aux ondes océaniques intra-saisonnières piégées à la côte et forcées depuis l'équateur, à leur variabilité et à leurs impacts sur l'upwelling côtier du NGG. En effet, la relaxation ou le renforcement des vents à l'ouest du bassin de l'Atlantique tropical équatorial ($40^{\circ}W - 20^{\circ}W$, [Illig et al., 2020](#)) génère des ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) de downwelling ou upwelling, qui se propagent d'ouest en est le long de l'équateur. Une fois arrivées sur les côtes africaines, une partie de leur énergie se transforme, de part et d'autre de l'équateur, en ondes côtières piégées (CTWs) se propageant vers les pôles le long du littoral. L'autre partie de l'énergie se réfléchit sous forme d'ondes de Rossby équatoriales (ERWs) qui se propagent vers l'ouest, aux latitudes $\sim 3^{\circ}S$ et $\sim 3^{\circ}N$.

La propagation de ces ondes entraîne un déplacement de la thermocline, induisant des anomalies de température et de densité dans la colonne d'eau. Les anomalies de température sont généralement maximales à proximité de la thermocline et peuvent se traduire par des anomalies de SST, tandis que les anomalies de densité provoquent des variations stériques de hauteur d'eau, directement observables via l'anomalie du niveau de la mer (SLA). Ainsi, la propagation de ces ondes génère une variabilité qui transite le long de l'équateur via les EKW, puis le long des côtes via les CTW.

Les études portant sur la connexion entre la dynamique de l'océan Atlantique équatorial et la variabilité côtière le long des côtes ouest-africaines se concentrent majoritairement sur le sud-est du bassin, c'est-à-dire depuis l'équateur (0°) jusqu'au système d'upwelling du Benguela ($\sim 30^\circ S$). [Bachèlery et al. \(2016a\)](#) montrent que la variabilité interannuelle le long de cette côte, de l'équateur au nord du Benguela, est dominée par des CTW forcées depuis l'équateur et se propageant à des vitesses de 0.8 à 1.1 m.s^{-1} . Les événements extrêmes de réchauffement dans l'océan Atlantique tropical, connus sous le nom d'*Atlantic Niños*, et ceux du Benguela (*Benguela Niños*), sont fortement corrélés et liés par la connexion entre EKW et CTW ([Florenchie et al., 2004](#); [Rouault et al., 2007, 2018](#); [Imbol Koungue et al., 2017, 2019](#); [Bachèlery et al., 2016a](#); [Martín-Rey & Lazar, 2019](#); [Illig et al., 2020](#)). Aux échelles intra-saisonnières, [Illig et al. \(2018\)](#) et [Illig and Bachèlery \(2019\)](#) ont mis en évidence cette connexion pour la côte sud-est de l'océan Atlantique tropical, et [Imbol Koungue and Brandt \(2021\)](#) ont montré que les CTW intra-saisonnières peuvent moduler l'intensité des *Benguela Niños* et *Benguela Niña*, en les amplifiant ou en les atténuant.

Dans le cas du NGG, [Illig et al. \(2024\)](#) ont montré récemment qu'aux échelles interannuelles, plus de 70 % de la variabilité côtière est liée à la dynamique équatoriale via les EKW et les CTW, laissant une faible contribution aux forçages locaux. À l'échelle intra-saisonnière (25–95 jours), [Polo et al. \(2008\)](#), ont mis en évidence une connexion entre la variabilité équatoriale et celle observée le long de la côte du NGG à partir de données altimétriques de SLA. Ils ont également montré qu'une partie de l'énergie intra-saisonnière des CTW est en phase avec le cycle saisonnier dans le NGG, sans toutefois analyser leur impact sur l'upwelling côtier saisonnier.

Ainsi, les objectifs de ce chapitre sont :

- de sélectionner une bande de fréquence intra-saisonnière optimale et de caractériser la propagation ainsi que les propriétés des EKW et CTW dans le NGG pendant la grande saison d'upwelling côtier (JASO) ;

- de quantifier l'impact des CTWs sur la variabilité thermique de l'upwelling côtier du NGG ;
- d'identifier et d'évaluer les mécanismes par lesquels ces CTWs influencent l'upwelling côtier du NGG.

IV.2 Résumé de l'article

Nous étudions l'impact des ondes océaniques intra-saisonnières piégées à la côte (CTWs) et forcées depuis l'équateur sur la variabilité thermique du système d'upwelling côtier du NGG, à partir d'une simulation réaliste couvrant la période 2008–2017 (voir Section II.1.1).

L'anomalie du niveau de la mer (SLA) est utilisée comme traceur principal pour suivre les CTWs. Une analyse spectrale montre que l'essentiel de l'énergie intra-saisonnière de la SLA dans le NGG est concentré dans la bande 40–80 jours, avec un maximum autour de 58 jours. L'application d'un filtre passe-bande 40–80 jours met en évidence, durant la grande saison d'upwelling (JASO), la propagation vers les pôles de CTWs à une vitesse de phase moyenne de 0.85 m.s^{-1} . Ces ondes côtières sont forcées par les ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) se propageant le long de l'équateur d'ouest en est à une vitesse de 1.28 m.s^{-1} jusqu'aux côtes africaines.

Une CTW de downwelling atteint la cellule d'upwelling ghanéenne (2°W – 1°E) environ 22 jours après le pic d'amplitude de l'EKW de downwelling à 0°E (Lag 22), induisant localement une SLA $> 1 \text{ cm}$. Huit jours plus tard (Lag 30), elle provoque un réchauffement maximal de 0.5°C près de la thermocline et de 0.3°C à la base de la couche de mélange, tandis que les anomalies de température de surface (SSTA) restent faibles ($\leq 0.1^\circ\text{C}$) en raison de pertes de chaleur de l'océan vers l'atmosphère dépassant 8 W.m^{-2} . Ces résultats pour l'onde de downwelling s'appliquent également à l'onde d'upwelling, mais avec des anomalies et effets de signe opposé.

Dans la cellule d'upwelling ivoirienne, la variabilité de SLA et de température résulte surtout de l'interaction entre une CTW et un tourbillon de mésoéchelle. Dès le Lag 15, un tourbillon anticyclonique se forme, induisant des SLA positives et un approfondissement de la thermocline, ce qui engendre un réchauffement ($\geq 0.2^\circ\text{C}$) dans les 40 premiers mètres. Lors de l'arrivée de la CTW (Lag 22), celle-ci fusionne avec le tourbillon, modifiant sa trajectoire et sa structure dans cette zone.

L'analyse du bilan thermique dans la cellule d'upwelling ghanéenne révèle que l'advection verticale est le processus dominant, expliquant 92 % du réchauffement côtier en subsurface. Dans

l'advection verticale de température, 63 % proviennent de l'advection de la température basse fréquence par les courants verticaux induits par la CTW, et 37 % de l'advection des anomalies thermiques induites par la CTW par les courants verticaux basse fréquence.

Ces résultats mettent en évidence le rôle majeur des CTWs intra-saisonniers forcées depuis l'équateur dans la modulation de la dynamique et de la variabilité thermique de l'upwelling côtier du NGG.

Impact of Intraseasonal Coastal Trapped Waves on Upwelling in the Northern Gulf of Guinea

Abdoul Karim Thiam ¹, Isabelle Dadou ¹, Rodrigue Anicet Imbol Koungue ²,
Serena Illig ¹, Peter Brandt ^{2,3}, Gaël Alory ¹, Guillaume Morvan ¹

¹Université de Toulouse, LEGOS (CNES/CNRS/IRD/), Toulouse, France

²GEOMAR Helmholtz Centre for Ocean Research Kiel, Kiel, Germany

³Faculty of Mathematics and Natural Sciences, Kiel University, Kiel, Germany

Key Points:

- Intraseasonal sea level anomaly energy peaks near the period of 58 days in the Northern Gulf of Guinea (NGG).
- Intraseasonal Coastal Trapped Waves (CTWS) reach NGG at 2W-1E around 22 days after equatorial Kelvin waves peak at 0E.
- Subsurface temperature anomalies ($\pm 0.5^{\circ}C$) peak 8 days later, triggered by CTW-driven vertical advection..

Corresponding author: Abdoul Karim Thiam, abdoul-karim.thiam@univ-tlse3.fr

Abstract

We investigate the impact of equatorially-forced intraseasonal coastal trapped waves (CTWs) on sea temperature variability in the Northern Gulf of Guinea (NGG) upwelling system, using a high-resolution ($1/36^\circ$) regional ocean model simulation spanning 2008–2017. Sea Level Anomalies (SLAs) are used to track CTWs, and spectral analysis reveals that most subseasonal SLA energy in the NGG lies within the 40–80 day band, with a peak around 58 days. A 40–80-day band-pass filter highlights poleward-propagating CTWs during the main upwelling season (July to early October), with a phase speed of 0.85 m.s^{-1} , originating from equatorial Kelvin waves (EKWs) propagating eastward at 1.28 m.s^{-1} . Downwelling CTWs reach the NGG upwelling region ($2^\circ\text{W} - 1^\circ\text{E}$) ~ 22 days after the EKW peaks at 0°E , inducing SLA anomalies around 1 cm . Eight days later, they trigger warm subsurface temperature anomalies up to $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ near the thermocline and $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$ at the mixed-layer base, while sea surface temperature anomalies remain weak ($\leq 0.1^\circ\text{C}$) due to ocean-to-atmosphere heat loss.

A heat budget analysis over the whole water column in the Ghanaian upwelling area reveals that vertical advection is the dominant driver, explaining 92% of the coastal subsurface warming. Specifically, CTW-induced vertical currents advecting low frequency temperature gradient explain 63% of the vertical advection, while low frequency vertical flows advecting CTW-induced warming account for 37 %.

These results highlight the key role of intraseasonal equatorially-forced CTWs in modulating summer upwelling dynamics and thermal variability in the NGG.

Plain Language Summary

Every year, from July to early October, cold, nutrient-rich waters rise to the surface off West Africa in a region called the Northern Gulf of Guinea (NGG). This natural process, called upwelling, supports marine life, local fisheries, and modulates regional climate. In this study, we examine how remotely-forced ocean waves influence this upwelling. These waves called Kelvin waves at the equator travel eastward across the ocean. When they reach the African coast, they turn and move poleward along the shoreline as coastal trapped waves. We find that warm waves reach the NGG about three weeks after being detected near the equator at 0°E . They heat the ocean just below the surface, but not the very top layer, since that heat escapes into the atmosphere. This warming happens mainly around 20 meters depth, and can raise temperatures by up to 0.5°C . We find that most of this warming comes from vertical movement of water. About two-thirds of the warming is caused by wave-driven vertical movement through the existing temperature structure, while the rest comes from changes in water temperature caused by the waves themselves. Our findings show that these waves play a key role in the temperature patterns in the NGG.

1 Introduction

The Gulf of Guinea (GoG, Figure 1) is located in the eastern part of the tropical North Atlantic ocean and is characterized by a dominant seasonal variability of sea surface temperature (SST) (Ding et al., 2009; Burls et al., 2011; Cabos et al., 2019). A prominent feature of this variability is the development of a boreal summer upwelling in the eastern equatorial basin, the so-called Atlantic Cold Tongue (ACT) and the Northern Gulf of Guinea (NGG) coastal upwelling that sets from Côte d’Ivoire to Benin with upwelling cells located off Côte d’Ivoire and Ghana (see Figure 1). The ACT develops in late boreal spring May-June and peaks in July-August (Caniaux et al., 2011; Ali et al., 2011), and the major cold season in the NGG coastal upwelling occurs from July to early October (Djakouré et al., 2017; Alory et al., 2021; Brandt et al., 2023). ACT and NGG upwelling play a crucial role in modulating regional climate, particularly by influencing the onset and intensity of West African Monsoon through changes in meridional SST gra-

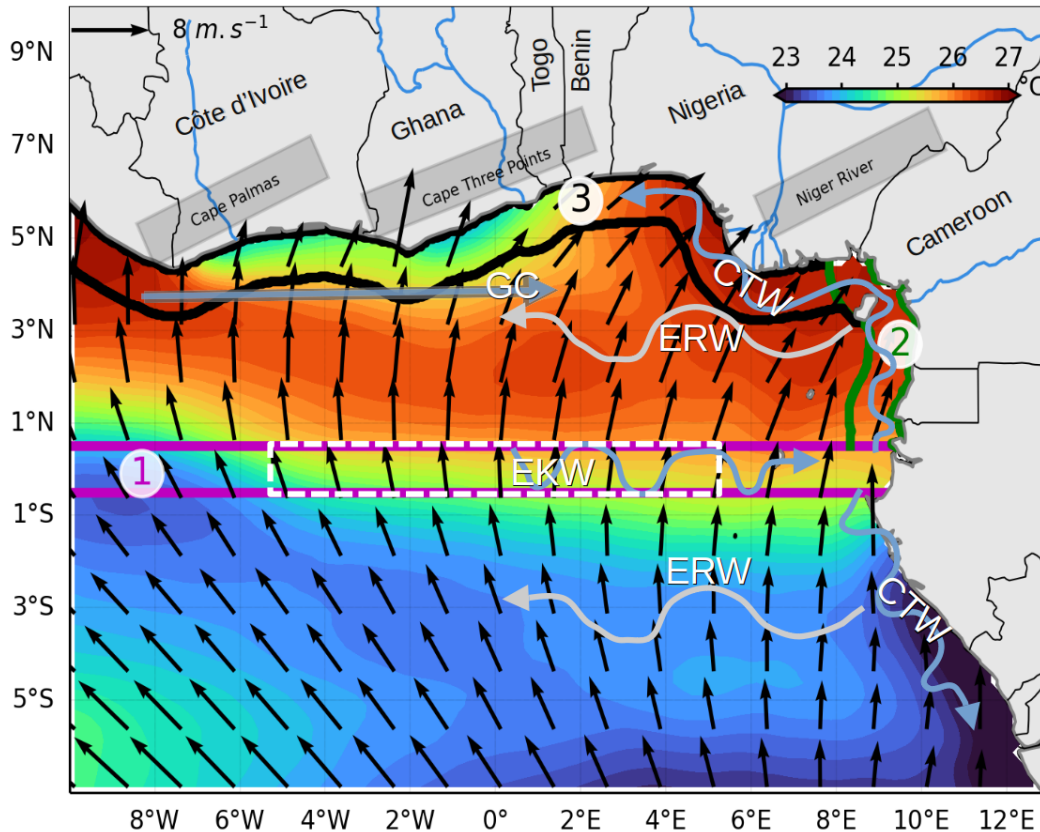


Figure 1. Mean July–August–September (JAS) observed conditions averaged over 2008–2017. SST is from OISST V2.1 shown in shading (Huang et al., 2021), overlaid with ASCAT 10 m wind vectors (black arrows) representing the West African Monsoon, and a schematic representation of the Guinea Current (GC, blue arrow). Numbered areas indicate the 1°-wide waveguide regions: (1) Equator (magenta, 0.5°S – 0.5°N ; from 10°W to the eastern coast), (2) Biafra Bay (green, 0.5°N – 4.7°N ; 1°-wide from the coast), and (3) NGG (black, 10°W – 8.5°E ; 1°-wide from the coast). Also shown are schematic pathways of (1) eastward-propagating EKWs, (2–3) northward-propagating CTWs, and westward-reflected ERWs near 3°S and 3°N .

dient and land-sea pressure contrasts (Lamb, 1978; Caniaux et al., 2011; Brandt et al., 2011; Leduc-Leballeur et al., 2013; Meynadier et al., 2016; de Coëtlogon et al., 2023). Additionally, the NGG upwelling enhances marine productivity by sustaining phytoplankton and zooplankton populations thereby fisheries which are very important for regional socioeconomic activities (Cury & Roy, 2002; Wiafe et al., 2008; Koné et al., 2017). Mechanisms governing the NGG upwelling system vary spatially and dynamically between the Côte d’Ivoire and Ghana upwelling cells. Early studies suggested that NGG upwelling results from both wind-driven and current-driven processes. Ingham (1970) suggested that the upwelling is primarily induced by the eastward-flowing Guinea Current (GC), with winds acting as a secondary modulating factor. Based on in-situ observations, Colin (1988) showed that SST variability off Côte d’Ivoire is related to the intensification and meridional extension of the GC. Djakouré et al. (2017), using a modelling approach, distinguished two primary upwelling mechanisms. They argued that GC intensification and its detachment from the coast are responsible for the upwelling onset off Côte d’Ivoire. Whereas, off Ghana coast, although the GC still plays a role, upwelling is largely wind-driven where the wind parallel to the coast induces offshore Ek-

man transport and therefore upwelling of cold and nutrient-rich waters near the coast. They also showed that NGG upwelling sets first off Ghana coast in early July before developing off Côte d'Ivoire. Associated coolest temperatures in both cells are generally observed in August (Djakouré et al. (2017), their Figure 3a). Additionally, mesoscale eddies, typically observed downstream of Cape Three Points, can modulate upwelling intensity and its offshore extension at intraseasonal timescale, though they are not the primary drivers of the upwelling (Thiam et al., 2024). A compensating effect due to onshore geostrophic currents on upwelling cell off Ghana, is pointed out by Alory et al. (2021). The geostrophic compensation is associated to the abrupt change of the coastline orientation and to the Niger river plume (Alory et al., 2021). Beyond wind, currents driven-upwelling, and eddies modulating-upwelling, the remote influence of equatorial ocean on NGG coastal upwelling via equatorially-forced Coastal Trapped Waves (CTWs) has been put forward by Moore et al. (1978) and Picaut (1983). Indeed, the trade winds fluctuation in the western basin excite eastward-propagating downwelling/upwelling Equatorial Kelvin Waves (EKWs) and, upon reaching the eastern boundary, a significant part of their energy is transmitted poleward as CTWs along the West African coast (Figure 1), while the other part of energy is reflected as westward-propagating Equatorial Rossby Waves (ERWs) (Figure 1) (Clarke, 1983; Illig et al., 2004; Illig & Bachèlery, 2019). Upon propagating, waves trigger significant changes on the vertical and horizontal current structure that can potentially lead to enhanced subsurface temperature anomalies particularly in the vicinity of the thermocline (Bachèlery et al., 2016a, 2020; Illig et al., 2024). Those subsurface anomalies can imprint at the surface in terms of Sea Level Anomalies (SLAs) and Sea Surface Temperature Anomalies (SSTAs), thereby triggering air-sea interactions (Illig & Bachèlery, 2023).

Matsuno (1966) first established the equations of shallow water equatorial waves under a meridional unbounded β -plan approximation in terms of zonally propagating waves having distinct meridional structures (modes). For a given baroclinic (vertical) mode there exist four classes of waves: inertia-gravity, Rossby, Rossby-gravity and Kelvin wave. The Kelvin wave is a special case with a meridional mode number $n = -1$ propagating eastward along the equator with no meridional velocity and characterized by zonal velocity and SLA amplitude decaying exponentially away from the equator.

Once an EKW reaches the coast, part of its energy propagates poleward as CTW, with the coastline on its right (left) in the Northern (Southern) Hemisphere (Wang, 2002). The amplitude of the CTW decays exponentially away from the coast.

Most of the studies addressing the remote influence of the equatorial Tropical Atlantic ocean dynamics on coastal variability through EKWs and subsequently via CTWs, has focused on the southeastern Atlantic ocean. Bachèlery et al. (2016a) argued that, interannual equatorially forced CTWs propagating at phase speed ranging from 0.8 to 1.1 $m.s^{-1}$, dominate the coastal oceanic variability up to the northern Benguela upwelling.

Interannual extreme events like the so-called Atlantic Niños and Benguela Niños are reported to be highly correlated and linked via long EKWs and subsequent CTWs (Florenchie et al., 2004; Rouault et al., 2007, 2018; Imbol Koungue et al., 2017, 2019; Bachèlery et al., 2016a; Martín-Rey & Lazar, 2019; Illig et al., 2020). At the intraseasonal timescale, Illig et al. (2018) and Illig and Bachèlery (2019) evidenced the connection between linear equatorial dynamics and coastal variability off southwestern Africa via EKWs and their subsequent CTWs. Furthermore, Imbol Koungue and Brandt (2021) showed that intraseasonal CTWs can modulate interannual coastal events in the region by either enhancing or weakening their intensity.

In the NGG, Illig et al. (2024) highlighted that the interannual variability of coastal sea level and subsurface temperature is predominantly (70%) remotely driven by equatorial variability, transmitted via EKWs and subsequently forced CTWs, thus leaving only a marginal role for local atmospheric forcing. Meanwhile, Polo et al. (2008), analyzing 25–95 day band-pass filtered intraseasonal signals in SLAs from satellite altimetry, evidenced a connection between equatorial and NGG coastal SLA variability. They found that part

of the intraseasonal CTW energy is phase-locked to the seasonal cycle; however, they did not investigate its influence on sea temperature or coastal upwelling in the NGG. The aim of this paper is to shed light on how the equatorially-forced intraseasonal CTWs, during the major upwelling season from July to October, can modulate the intraseasonal variability of the NGG upwelling in terms of SLAs and Sea Temperature Anomalies (STAs). The paper is organized as followed: Section 2 describes the data and methods applied for the analysis; in Section 3, we present our results and discussion, about the propagation of the intraseasonal CTWs as well as their induced STAs in the NGG upwelling. We close this section by analysing the mechanisms by which intraseasonal CTWs influence the NGG upwelling STA. We end the study with summary and conclusions in Section 4

2 Data & Methods

2.1 Data

The ocean configuration model used in this study is a Nucleus for European Modeling of the Ocean (NEMO, Madec et al. (2017, 2023)) at eddy-resolving $1/36^\circ$ horizontal resolution and with 50 vertical levels covering the Gulf of Guinea (11°W - 14°E ; 11°S - 7°N). Atmospheric heat fluxes and wind stress at the ocean surface are prescribed using bulk formulae based on the NCAR algorithm (Large & Yeager, 2008). The heat fluxes are derived from the corrected Japanese 55-year Reanalysis dataset (JRA55-do), which has a horizontal resolution of 55 km and a temporal resolution of 3 hours (Tsujino et al., 2018; Kobayashi et al., 2015), while the surface wind forcing is obtained from ASCAT daily satellite data at a resolution of 25 km. Lateral boundary and initial conditions for temperature and salinity are provided by the Mercator GLORYS12V1 reanalysis (Lellouche et al., 2021) at $1/12^\circ$ resolution. Freshwater input from continental runoff is prescribed using the ISBA-CTRIP model (Decharme et al., 2019), except for the Congo River, where observational data from the HYBAM network are used (Laraque et al., 2020). Vertical mixing is computed using the Generic Length Scale (GLS) turbulence closure scheme (Madec et al., 2017, 2023). A partial slip condition with a coefficient of 0.5 is applied at lateral boundaries, while bottom friction is parameterized using a logarithmic drag formulation with a roughness of 10^{-6} m. The simulation spans 10 years (2008–2017), with daily outputs, following a three-year spin-up period (2005–2007). This model configuration has been extensively validated against *in situ* and satellite observations in the NGG by Thiam et al. (2024) and more recently off the Congo river by Ngakala et al. (2025).

2.2 Methods

2.2.1 Waveguide regions: Equator, Biafra, and NGG

We defined three 1° -wide waveguide regions (see Figure 1): the eastern equator region, where EKWs propagate, and the coastal Biafra and NGG waveguides, where poleward CTWs propagate. The eastern equatorial waveguide region extends meridionally from 0.5°S to 0.5°N , and zonally from 10°W to the West African coast. The Biafra and NGG waveguides are constructed by applying a 1° -wide orthogonal projection relative to the coastline. The Biafra waveguide spans from 0.5°N to 4.7°N meridionally, while the NGG waveguide extends zonally from 10°W to 8.5°E . To track EKWs along the equator, all physical variables are meridionally averaged within the equatorial waveguide region. For CTWs along the Biafra and NGG regions, the averages are performed along cross-shore transects orthogonal to the coastline.

2.2.2 Filtering procedure, Power Spectrum Density, and Continuous Wavelet Transform

The variability associated with intraseasonal EKWs and their subsequent CTWs is investigated by applying a band-pass filter along the waveguide regions (Figure 1). The following steps were performed:

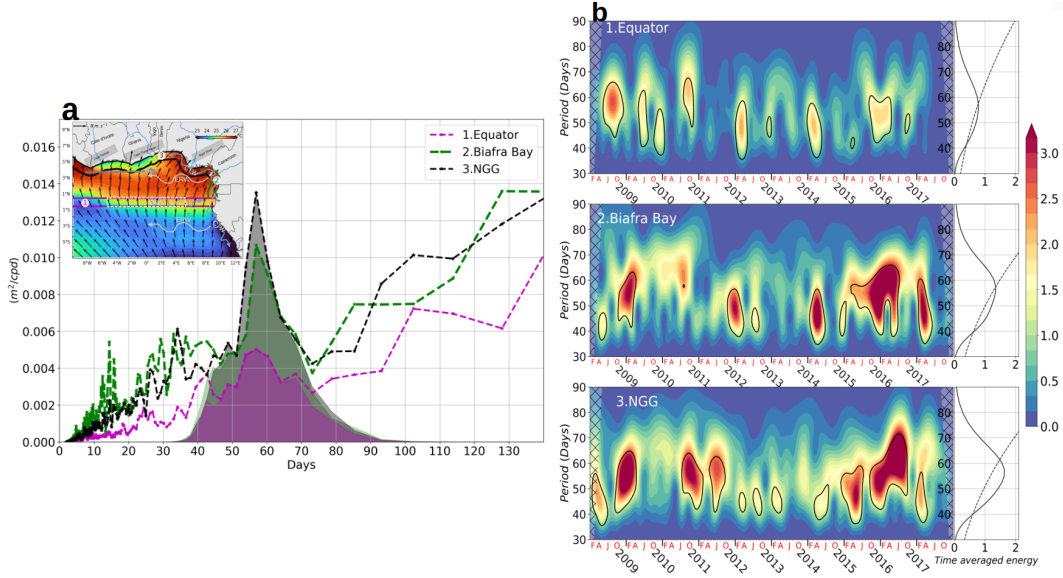


Figure 2. (a) Welch's Power Spectral Density (PSD) of SLA in the (1) Equatorial (purple), (2) Biafra Bay (green), and (3) NGG (black) waveguide regions (dash-dotted lines). The PSD of the 40–80 days band-pass filtered SLA is shown in shading. (b) Normalized Wavelet Power Spectrum (NWPS) of standardized SLA (shading), with closed contours indicating the 90% significance threshold based on a χ^2 test for equator (top), Biafra (middle), and NGG (bottom). Cross-hatched areas indicate the cone of influence where the edges effects become important. The rightmost panels show the time-averaged NWPS (solid lines) with the dashed line representing the 90% significance threshold from the χ^2 test.

1. Detrending: All physical variables (Var) used in this study were linearly detrended over the period 2008-2017 to remove long-term trends. We refer to the detrended variables as *Detr_Var*.
2. Seasonal cycle removal: The seasonal cycle was removed from *Detr_Var* by first computing a centered running average over a 30 days window, followed by the calculation of a daily climatology over the 2008–2017 period. The seasonal cycle was then subtracted from *Detr_Var*, yielding $Detr_Var_remov_SC = Detr_Var - Seasonal_Cycle$. Note that this also removes the subseasonal signal that is phase-locked to the seasonal cycle, i.e periods of 60, 90, 120 days.
3. Spectral analysis: The frequency content of *Detr_Var_remov_SC* was assessed by computing the Power Spectral Density (PSD) of SLA using the Welch's method (Welch, 1967; Solomon, 1991). Welch's PSD was computed for each SLA time series at each grid point within the waveguide regions shown in Figure 1 before spatially averaging the spectra within each of the three waveguide regions. We used 8 overlapping segments (50% overlap) along each grid point SLA time series, a Hamming window, a sampling frequency of 1 cycle per day (1 cpd). The resulting PSD allows to identify dominant frequency bands where SLA energy peaks, thereby allowing to characterize intraseasonal variability (Figure 2a). The spectral analysis reveals a dominant energy peak around 58 days, observed concurrently along the equatorial, Biafra Bay, and NGG waveguide ribbons. (Figure 2a).
4. Band-pass intraseasonal filtering: To ensure that the band-pass filter does not alter the amplitude of the identified peak in Figure 2a or introduce artificial spectral peaks, we carefully selected the 40–80 days frequency band for the intraseasonal waves analysis using a third-order Butterworth filter (shading, Figure 2a).

This choice was validated after multiple tests of frequencies-band. Some energy leakage is observed outside the 40–80 days range, but it is not physically significant regarding the maximum peak amplitudes and the significance test performed in Figure 2b.

5. Wavelet analysis: To analyze how the energy within the 40–80 days band evolves over time, we applied a Continuous Wavelet Transform (CWT) following Torrence and Compo (1998) on the band-pass filtered SLA at every grid point of each waveguide region before spatially averaging. The CWT convolution was performed using a Morlet wavelet ($\omega_0 = 6$). To compare the CWT spectra between regions, the three SLA time series have been previously normalized by the mean standard deviation (STD):

$$STD = \frac{STD_{Equator} + STD_{Biafra\ Bay} + STD_{NGG}}{3}$$

To ensure comparability between periods, we computed the Normalized Wavelet Power Spectrum (NWPS) as in Goubanova et al. (2013). Obtained spectra are shown in Figure 2b with color shadings. Statistical significance was assessed using χ^2 test at a 90% confidence level (Torrence & Compo, 1998), with significant patterns enclosed by black contours (Figure 2b).

The results reveal that intraseasonal SLA energy is enhanced during years 2008, 2009, 2010, 2012, 2014, 2015, and 2016, with concurrent significant patterns across all three waveguide regions (Figure 2b). The time-averaged energy in the rightmost panels of Figure 2b sustains that most of the significant energy lies within the 40–60 days period across the different waveguide regions.

Notably, the same spectral and wavelet analysis were performed on the $1/4^\circ$ altimetry SLA from the Copernicus Marine Environment Monitoring Service (CMEMS, <https://doi.org/10.48670/moi-00148>) over the same period, using the same waveguide regions as in the NEMO simulation (Figure S1). Results show consistency between the model and observation, with similar spectral peaks and wavelet patterns, confirming that the model accurately captures intraseasonal SLA variability (Figure S1).

2.2.3 Composites

To extract energetic intraseasonal boreal summer EKW, we designed this following composite approach:

1. We computed the spatial mean of EKW-induced SLA within the eastern equatorial waveguide ($5^\circ W$ – $5^\circ E$, $0.5^\circ S$ – $0.5^\circ N$, white dashed box, Figure 1).
2. We identified positive (P^+ , downwelling EKW) and negative (P^- , upwelling EKW) peaks, defined as EKW-induced SLA magnitude exceeding 1.8 times the SLA STD ($STD_{SLA} = 0.44\text{ cm}$) (Figure 3b). Note that we tested other threshold than $1.8 * STD_{SLA}$ without main change in our results. A total of 25 peak events (P^+ and P^-) met this criterion. Since the study focuses on the major upwelling season from July to October (JASO) (Morlière, 1970; Djakouré et al., 2017; Brandt et al., 2023), we selected peaks during JASO by including those of June. Indeed, the intraseasonal EKW generated in June reach the NGG upwelling regions (Ghana and Côte d’Ivoire) and imprint on STAs by early July as we evidenced later by estimating the phase speed of the propagating wave (see section 3.2). This selection resulted in 18 peaks over June-October (JJASO), i.e. 72% of the total 25 peaks over the whole period (Figure 3b), and their time indices were recorded. Using JJASO time indices, SLA, STAs, density, ocean currents and mixed layer depth (MLD) were built such that: *Lag 0* corresponds to the EKW-induced SLA peak within the white box in the equatorial waveguide region (see Figure 1); *Lag 0+X days* represents *X days* before/after that peak, depending on the sign of the time lag *X*. We then computed the composites for P^+ and P^- phases of EKW and their subsequent

CTWs. The composite reveals a high symmetry between P^+ and P^- within 60 days before and after the peak phase (Lag 0, Figure S2). Therefore, we chose to combine P^+ and P^- composites as a single downwelling composite C , expressed as $C = (P^+ - P^-)/2$, as in Illig et al. (2024).

2.2.4 Heat budget and decomposition of vertical advection term

To quantify the impact of CTWs on temperature variability, we computed online the heat budget to ensure its closure, over the whole water column. The heat budget equation is expressed as follows (Jouanno et al., 2011):

$$\underbrace{\frac{\delta T}{\delta t}}_{\text{Total tendency}} = \underbrace{\underbrace{-u\delta_x T}_{\text{XAD}} \underbrace{-v\delta_y T}_{\text{YAD}} \underbrace{-w\delta_z T}_{\text{ZAD}}}_{\text{Zonal + Meridional + Vertical Advection}} + \underbrace{D_l(T)}_{\text{Lateral diffusion}} - \underbrace{\delta_z(K_z\delta_z T)}_{\text{Vertical diffusion}} + \underbrace{\frac{Q^* + Q_s \cdot f(z)}{\rho \cdot c_p}}_{\text{Atmosphere}} \quad (1)$$

The total temperature tendency (Equation 1) is governed in its right hand side by different terms, namely the 4D advection terms, the diffusion terms, and the atmospheric surface heat fluxes including solar and non-solar heat exchanges between the atmosphere and ocean. XAD , YAD , ZAD (units= $^{\circ}C.s^{-1}$) are, respectively, zonal, meridional and vertical advection of temperature by zonal, meridional and vertical velocity (u , v , w , units= $m.s^{-1}$). D_l and K_z ($m^2.s^{-1}$) are the lateral diffusion operator and the vertical diffusion coefficient, respectively. The ocean-atmosphere heat exchanges are controlled by the solar heat flux Q_s ($J.s^{-1}.m^{-2}$ or $W.m^{-2}$) where a fraction $f(z)$ reaches depth z (m), and non-solar surface heat flux Q^* ($J.s^{-1}.m^{-2}$ or $W.m^{-2}$, *long wave radiation+sensible heat+latent heat fluxes*) at ocean-atmosphere interface with c_p ($J.kg^{-1}.^{\circ}C^{-1}$) and ρ ($kg.m^{-3}$) being the ocean heat capacity and ocean density, respectively.

To isolate the intraseasonal fluctuations contribution, each term in Equation 1 was 40–80 days band-pass filtered following the procedure in Section 2.2.2.

To further investigate the role of intraseasonal CTWs in modulating the temperature, we decomposed the vertical advection term ZAD (Equation 2) that we found later to be the dominant contributor.

The vertical velocity (w) is decomposed into two components: a high-frequency fluctuation (w') associated with intraseasonal CTWs within the 40–80 days band-pass and a low-frequency component (\bar{w}) representing the mean state which includes all variability outside the 40–80 days band-pass, and is dominated by lower-frequency processes (Figure 2a). Thus, at each grid point, we express vertical velocity as $w = \bar{w} + w'$. Similarly, for temperature (T) as $T = \bar{T} + T'$ where \bar{T} represents the temperature for all variability outside the 40–80 days band-pass and T' represents the intraseasonal STAs. Using this decomposition, the total vertical advection ZAD term can be expressed as :

$$\underbrace{w\delta_z T}_{\text{Total ZAD}} = \underbrace{\bar{w}\delta_z \bar{T}}_{\text{Term1}} + \underbrace{\bar{w}\delta_z T' + w'\delta_z \bar{T} + w'\delta_z T'}_{\text{Term2}} \quad (2)$$

Each term in Equation 2 represents different contributions to the vertical heat transport:

- *Term1*: Represents the mean-state contribution, where the low-frequency temperature is advected by the low-frequency vertical current.
- *Term2* is the vertical heat transport associated to CTW dynamics (i.e. the 40–80 days band-pass filtered of the total ZAD):
 1. $\bar{w}\delta_z T'$: advection of STAs by low-frequency vertical current.
 2. $w'\delta_z \bar{T}$: advection of low-frequency temperature by vertical current anomalies.

3. $w\delta_z T$: Pure vertically CTW-driven STAs, where CTW-induced STAs is advected by CTW-induced vertical current anomalies.

3 Results and Discussion

In this section, we examine the connection between equatorial and NGG coastal variability at intraseasonal timescales, with a focus on sea level and sea temperature fluctuations and the underlying physical mechanisms.

3.1 Evidencing and characterizing the intraseasonal equatorial and coastal propagations

Ocean wave propagation induces vertical displacements of the thermocline, resulting in density anomalies within the water column that are largest in the vicinity of the thermocline. These anomalies lead to steric height variations, which are typically observable through SLA (Polo et al., 2008; Bachèlery et al., 2016a; Körner et al., 2024; Illig et al., 2024). Consequently, SLA is primarily used in this study to track equatorial and coastal trapped wave propagations and characterize their properties.

Figure 3a shows SLA filtered within the 40–80 days intraseasonal band over the period 2008–2017. Results from Figure 3a evidence throughout the 2008–2017 period, continuous SLA signals along the equator that is indicative of eastward-propagating intraseasonal EKW. The SLA signals remain coherent along the coasts of Biafra Bay then along the NGG coast, that is indicative of poleward-propagating intraseasonal CTWs. These waves induce SLA amplitudes exceeding 1 cm, and locally reaching up to 2 cm (Figure 3a). Similar propagative patterns are observed in SLAs from CMEMS altimetry (Figure S3).

To further investigate equatorially-forced intraseasonal CTWs during the NGG major upwelling season (JASO), we used the composite approach described in Section 2.2.3 associated with the most energetic intraseasonal EKW events (Figure 3b). This was done using 2008–2017 SLA time series averaged within the eastern equatorial box ($5^\circ W$ – $5^\circ E$, $0.5^\circ S$ – $0.5^\circ N$; white box in Figure 1). We identified 18 strong intraseasonal EKW events (10 downwelling and 8 upwelling) during the JJASO season (Figure 3b). These events were combined into a single composite of downwelling phases (see Section 2.2.3).

Figure 4 shows the daily composite along the equatorial and NGG waveguide 62 days before the equatorial maximum SLA peak (Lag 0) to 62 days after the peak. Figure 4 evidences the propagative nature of SLA signal, displaying alternating positive and negative phases associated with intraseasonal downwelling and upwelling wave-like disturbances, respectively. By construction, the maximum amplitude of SLA associated with downwelling EKW occurs at Lag 0 within the equatorial reference box (ranging from -557 km to $+557$ km, Figure 4). The amplitude of SLA composite oscillation at this location exceeds 1 cm. The downwelling phase is typically preceded and followed by upwelling phases, resulting in nearly symmetric patterns of alternating SLA polarity that is indicative of coherent propagative oscillations. The downwelling wave propagation from Lag -20 in Figure 4, exhibits a sloping pattern from the equator to the NGG coast, and is consistent with a propagating wave. However, a singularity is noticed between Cape Three Points and Cape Palmas where the wave propagation appears less coherent with a broken slope; this is further discussed later. A rough estimate of the slope of these signals along the equator suggests a phase speed of $C_{equator} \simeq 1.28$ m.s $^{-1}$, which is consistent with EKW phase speed of the second baroclinic mode that typically dominates the dynamics in the eastern equatorial Atlantic ocean (Illig et al., 2004; Brandt et al., 2016; Illig et al., 2018; Kopte et al., 2018; Illig & Bachèlery, 2019). The continuity of coherent propagative SLA pattern from the equator to the NGG, particularly till Cape Three Points, suggests the propagation of CTWs. However the CTW phase speed in NGG with $C_{NGG} \simeq 0.85$ m.s $^{-1}$ smaller than the EKW phase speed (Figure 4), is in agreement with Illig et al. (2024). The phase speed of free CTWs varies locally and depends on local physical parameters

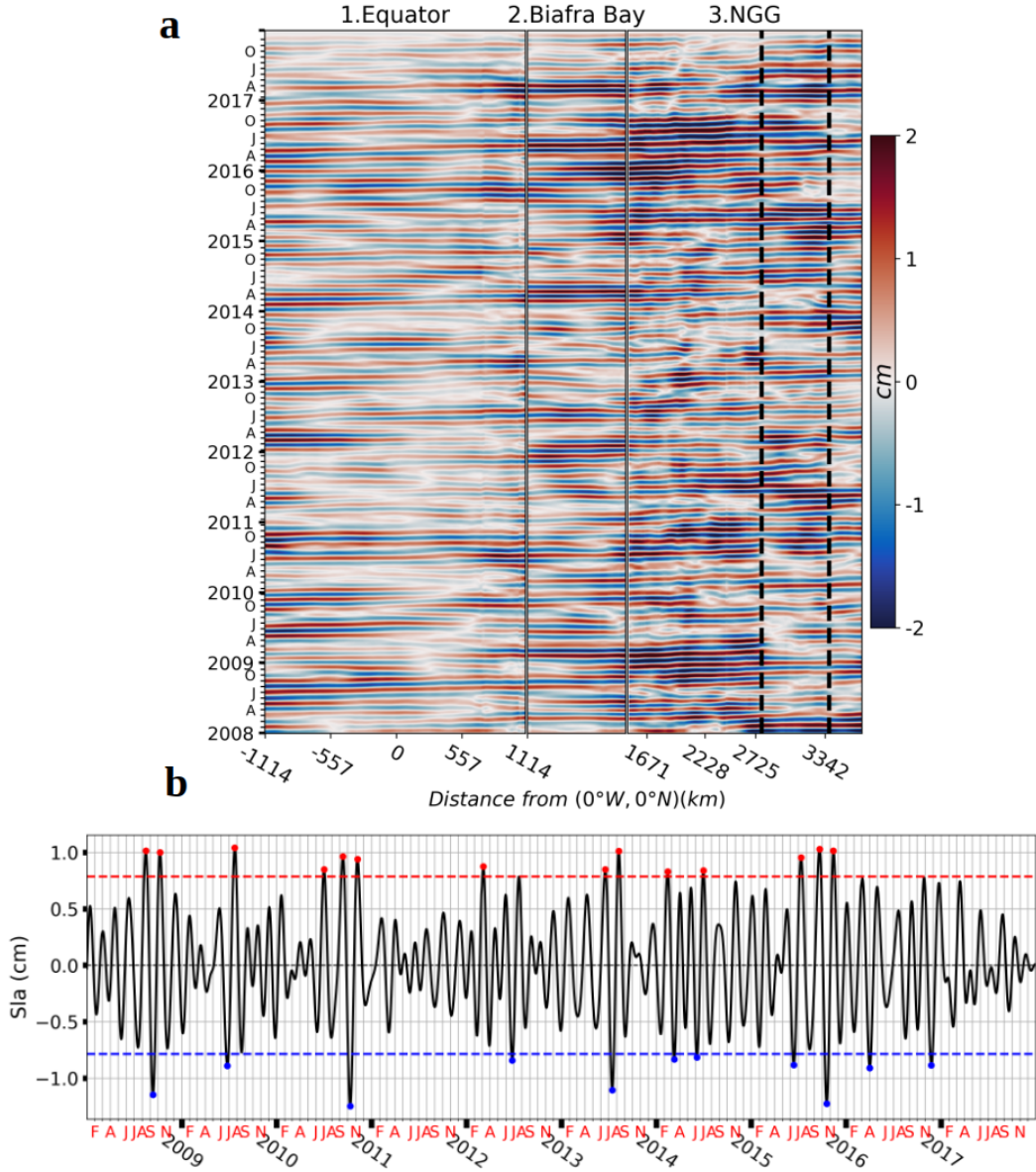


Figure 3. (a) Hovmöller Time-Distance from ($0^{\circ}W, 0^{\circ}N$) of the 40–80 days band-pass filtered SLA, averaged meridionally along the equator waveguide and orthogonally to the coastline for the Biafra Bay and NGG waveguide regions (see Figure 1). The vertical dashed lines are positions of Cape Three Points (~ 2725 km) and Cape Palmas (~ 3342 km). (b) Composites of the 40–80 days band-pass EKW-induced SLA within the white dashed box in Figure 1. The horizontal red and blue dashed lines are thresholds of $1.8 \cdot STD_{SLA}$ and $-1.8 \cdot STD_{SLA}$, respectively, where STD_{SLA} is equal to 0.44 cm. Selected EKW events correspond to those SLA peak exceeding $1.8 \cdot STD_{SLA}$ for downwelling EKW (red dots) and falling below $-1.8 \cdot STD_{SLA}$ for upwelling EKW (blue dots).

such as the cross-shore stratification, cross-shore topography, Coriolis parameter (latitude), background flow (Brink, 1982; Brink & Chapman, 1987; Illig et al., 2018). Therefore, the intraseasonal CTWs phase speed may be modulated by seasonal changes in the density field including outcropping of isopycnal during the upwelling season (Thiam et

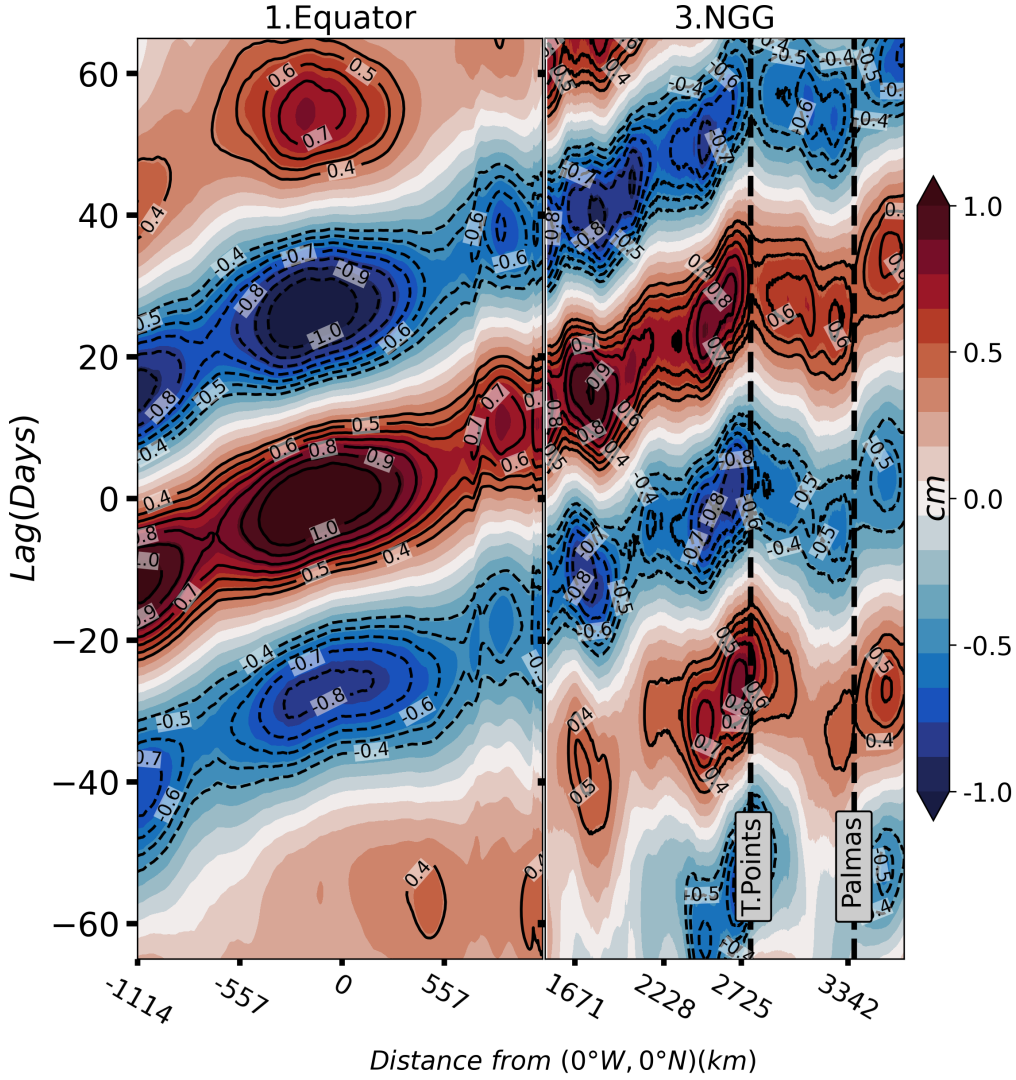


Figure 4. Hovmöller diagram of the SLA composites during JJASO (see Section 2.2.3, and Figure 3) along the equatorial and NGG waveguide regions (shading and contours with a 0.1 cm interval), shown as a function of time lag relative to the EKW-induced SLA peak phase ($Lag\ 0$) and distance from the reference point ($0^{\circ}W, 0^{\circ}N$). Vertical dashed lines indicate the positions of Cape Three Points (west of Ghana) and Cape Palmas (west of Côte d’Ivoire).

al., 2024), the mean eastward GC (Figure 1) with maximum velocity up to $0.6\ m.s^{-1}$ (Djakouré et al., 2017; Thiam et al., 2024), the complexity of NGG topography, and the local forcing at intraseasonal timescale. Let now examine the wave propagation at the regional scale.

Figure 5 shows that at the peak phase ($Lag\ 0$), positive SLAs over 1 cm associated with the downwelling EKW are confined along the equator between $4^{\circ}S$ and $4^{\circ}N$. These anomalies extend eastward toward the West African coast consistently with EKW propagation and induced eastward surface current anomalies. Five days after the EKW peak phase in the eastern equatorial waveguide region (Figure 5, $Lag\ 5$), EKW reaches the West African coast, where part of its energy is transmitted poleward as downwelling CTW and the

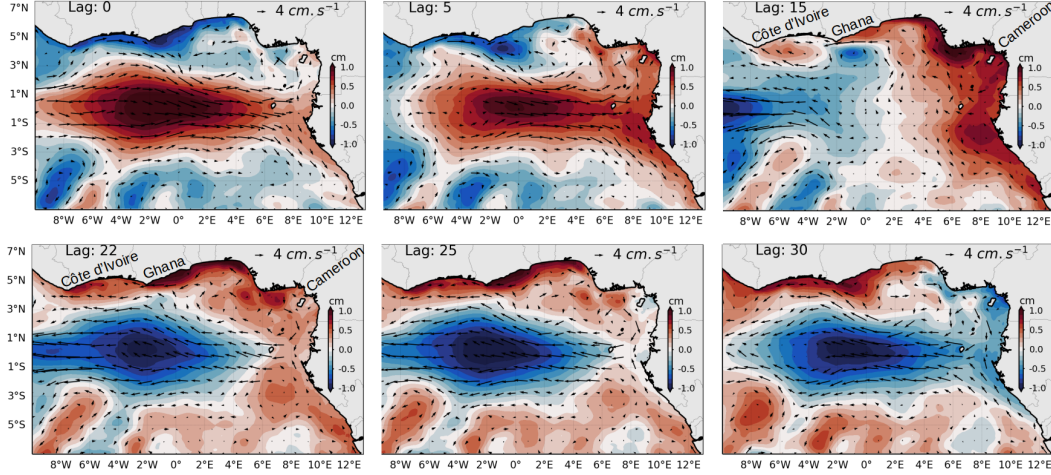


Figure 5. SLAs composite (shading) in the Gulf of Guinea at different time lags ranging from *Lag* 0 to *Lag* 30 days. Arrows show composites of sea surface current anomalies.

remaining energy is reflected back towards the center of the basin as westward propagating ERW with maximum amplitude on each side of the equator at $\sim 3^\circ S$ and $\sim 3^\circ N$ (Figure 5, *Lag* 5, 15, 22). Note that the reflection of an EKW into an ERW is limited by the ERW cutoff period, which is approximately 45 days for the second baroclinic mode. That is, there are no free ERW solutions with shorter periods (Olbers et al., 2012). Higher-mode waves have correspondingly longer cutoff periods (Olbers et al., 2012). The downwelling CTW propagates both northward and southward, though the latter is not the focus of this study. The northward downwelling CTW propagates poleward along the NGG coast, from Cameroon to Côte d’Ivoire, triggering SLA amplitudes greater than 1 cm within the first 100 km from the coast (Figure 5, *Lag* 5-30). The amplitude of the SLA signal is particularly enhanced in the Ghanaian upwelling region ($2^\circ W$ – $1^\circ E$) with maximum amplitude exceeding 1 cm at *Lag* 22. Meanwhile around *Lag* 15, the negative phase of equatorial SLA associated with the intraseasonal upwelling EKW starts developing along the equatorial waveguide and its amplitude is maximum around *Lag* 25. Upwelling EKW-induced SLA exhibits comparable magnitude with those of the downwelling EKW. Upwelling EKW reaches the coast at *Lag* 30 and subsequently propagates poleward as an upwelling CTW, displaying reversed SLA and circulation patterns compared to the downwelling EKW. Interestingly, at *Lag* 15, we note anticyclonic features suggestive of the propagation of ERW with a spatial structure characterized by maxima SLA nearly symmetric about the equator, and located at ~ 3 – $5^\circ N$ off Côte d’Ivoire, and south of $3^\circ S$ between $8^\circ W$ – $3^\circ W$ (Figure 5). Near the NGG coast, positive and negative SLA lobes aligned off Côte d’Ivoire and Ghana between $8^\circ W$ – $1^\circ E$, respectively. This ERW-like structure develops prior to the arrival of the downwelling CTW at those longitudes.

Due to its zonal orientation and proximity to the equator, the NGG coast acts as a boundary for equatorial wave dynamics. This configuration may distort the shape and propagation characteristics of ERWs north of the equator (Cane & Sarachik, 1979; Illig et al., 2004), potentially modifying their symmetric and antisymmetric properties compared to their southern counterparts. As a consequence, the dynamics of westward-propagating ERWs within the ~ 3 – $5^\circ N$ band can overlap with those of poleward-propagating CTWs, potentially resulting in a mixed wave pattern. This overlapping between CTWs and ERW-like structure, particularly off Côte d’Ivoire, may explain the slope break observed in Figure 4, between Cape Three Points and Cape Palmas. Such mixed patterns have been suggested at interannual timescales in the same region by Illig et al. (2024). In addition, their

location are hotspots of mesoscale eddies (Djakouré et al., 2014; Thiam et al., 2024), and particularly, estimation of the phase speed of their southern counterparts ($\sim 0.11 \text{ m.s}^{-1}$) does not align with that of the dominant meridional mode 1 of long equatorial Rossby waves ($\sim 0.42 \text{ m.s}^{-1}$) of the dominant baroclinic mode 2 in the eastern equatorial Atlantic ocean (Illig et al., 2004; Matsuno, 1966). In the following we examine the CTW impact on sea temperature within the NGG upwelling.

3.2 CTW-induced STAs in the NGG upwelling

At the peak phase of EKW in the eastern equatorial Atlantic (Figure 6, *Lag 0*), warm STAs and eastward current anomalies induced by downwelling EKW are observed within the upper 160 *m* of the water column along the equator (between -1114 and 557 km). Induced-STAs exceed $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ and are mostly confined between the MLD ($\sim 20 \text{ m}$) and the thermocline depth ($\sim 30\text{--}40 \text{ m}$) and extend downward to $\sim 120 \text{ m}$. Notably, EKW-induced STAs penetrate the MLD, reaching up to $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$ within the mixed layer along the eastern equatorial waveguide (Figure 6, *Lag 0, 5*). Meanwhile, along the NGG

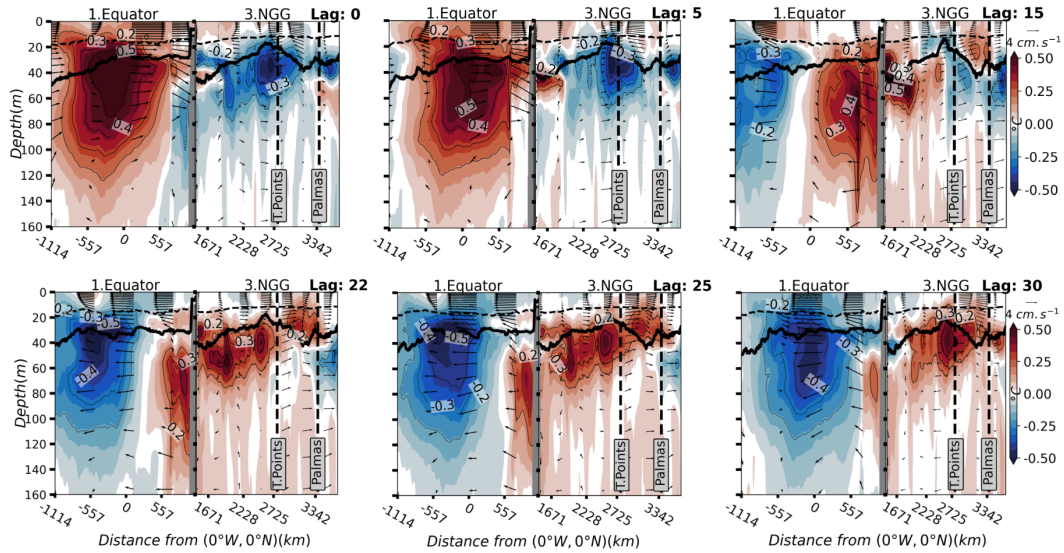


Figure 6. EKW and CTW-induced STAs (shading and contours intervals of $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$) along the equator and NGG waveguide regions at time lags extending from *Lag 0* to *Lag 30* days. Arrows represent wave-induced sea current anomalies, with vertical component multiplied by 2000 to ease the visualization. The black lines indicate the thermocline depth that is computed offline as the depth of the maximum vertical temperature gradient. The thin dashed lines denote the MLD defined as the depth of the isopycnal corresponding to a density increase of 0.03 kg.m^{-3} relatively to the density at 10 m depth (de Boyer Montégut et al., 2004). Vertical dashed lines mark the locations of Cape Three Points and Cape Palmas.

coast, cold STAs are observed within the upper 100 *m*. They are induced by the upwelling CTW (Figure 5, *Lag 0*) generated by an earlier upwelling EKW (see Figure 4, *Lag -20*). These cold anomalies can reach $-0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ below the thermocline (Figure 6, *Lag 0, 5*). Hereafter we focus our analysis on the downwelling EKW signal whose maximum STAs amplitude are located along the equator at *Lag 0*. As the downwelling EKW continues propagating eastward, it reaches the eastern African coast at $\sim \text{Lag 5}$ and subsequently propagates poleward as a downwelling CTW along the NGG coast. From that stage, we

analyze the effect of the CTW on temperature variability within the Ghanaian and Côte d'Ivoire upwelling regions (between 2228 and 3342 km).

Within the 30 days following the downwelling EKW peak phase, EKW is continuing its propagation along the NGG coast as a downwelling CTW. At *Lag* 15 days, the downwelling CTW is located between Nigeria and Benin coasts (1671-2228 km) and does not yet reach the Côte d'Ivoire-Ghanaian upwelling areas. And at the same lag, one can notice that thermocline, upstream of Cape Three Point (Ghanaian upwelling area), lies close to the MLD (~ 20 m) and cold STAs are still present as well (Figure 6, *Lag* 15). Meanwhile, the thermocline off Cape Palmas (Côte d'Ivoire) is deepened by the presence of a coastal anticyclonic structure trapped near the coast (Figure 6, *Lag* 15) and earlier described in Section 3.1 as ERW-like structure. This latter is also clearly visible in Figure 5 at the same lag. Its imprint appears primarily at the top of the thermocline (Figure 6, *Lag* 15), suggesting a vertical structure distinct from that of gravest baroclinic modes, which typically exhibit maximum anomalies near or below the thermocline. This anticyclonic feature is therefore more likely to be an eddy, possibly generated by instabilities associated with the downwelling propagating EKW (Figure 5, *Lag* 5). The eddy induces warm STAs off Côte d'Ivoire and generates eastward current anomalies along the coast opposing the westward anomalies associated with the incoming downwelling CTW (Figures 5 and 6, *Lag* 15). By *Lag* 22 to *Lag* 25 (Figure 6), the equatorially-forced downwelling CTW reaches both the Ghanaian (Cape Three Points) and Côte d'Ivoire (Cape Palmas) upwelling areas by triggering warm STAs in the vicinity of the thermocline and westward current anomalies exceeding 4 cm.s^{-1} . As shown in Figure 5 maximum SLA amplitude ($> 1 \text{ cm}$) associated with the downwelling CTW occurs at \sim *Lag* 22 in the Ghanaian upwelling area but associated maximum STAs of $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ appear 8 days later (i.e. *Lag* 30, Figure 6) at the vicinity of the thermocline which deepens by $\sim 4 \text{ m}$ compared to its depth at *Lag* 15 (Figure 6). Those STAs penetrate the mixed layer where they lead to warm STAs magnitudes up to $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$ in the Ghanaian upwelling area (Figure 6, *Lag* 30). Upon reaching the Cape Palmas, CTW reverses the anticyclonic eddy-induced eastward current anomalies (Figure 6 *Lag* 22) and by *Lag* 25 CTW-induced STAs fully aligned with those triggered by this coastal vortice. Therefore, off Côte d'Ivoire it is more likely a mixed pattern of nonlinear coastal dynamics and a linear CTW that is responsible for the observed patterns, thereby explaining the slope break between the two Capes reported in Figure 4.

To sum up, the intraseasonal equatorially-forced CTW modulates the coastal upwelling variability off Ghana by STAs up to $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ in the vicinity of the thermocline depth and STAs of $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$ in the mixed layer just 8 days after maximum CTW-induced SLAs ($> 1 \text{ cm}$) in the Ghanaian upwelling area. Off Côte d'Ivoire, it is more likely a contribution of both mesoscale eddy trapped at the coast and remotely-forced CTW that triggers warm STAs in the upper 60 m.

3.3 Mechanisms by which intraseasonal CTW modulated STAs in the NGG upwelling

In this section, we explore through a heat budget analysis (Equation 1 & 2) the processes by which intraseasonal CTWs control the temperature variability in the NGG coastal upwelling during the JASO period. As the Côte d'Ivoire upwelling is under the influence of both CTWs and nonlinear mesoscale eddies, we focus our analysis on the Ghanaian upwelling area where linear remotely-forced CTWs are prominent.

Figure 7a portrays the depth-averaged (MLD to 80 m depth) of the total temperature tendency (Equation 1) within the NGG waveguide as a function of longitude along the 1° -wide fringe of the NGG coast and time-lag in respect to the downwelling EKW peak phase in the eastern equator waveguide.

The propagation of the downwelling CTW results in a warming tendency that extends westward from Cameroon beyond Côte d'Ivoire (Cape Palmas), with a spatio-temporal pattern similar to the SLAs propagation shown in Figure 4. Notably, the Ghanaian up-

welling area exhibits the strongest warming signal, with temperature tendencies exceeding $0.04 \text{ }^\circ\text{C.day}^{-1}$ from *Lag* 15 to *Lag* 22, and reaching at least $0.03 \text{ }^\circ\text{C.day}^{-1}$ from *Lag* 10 to *Lag* 25, accounting for at least a cumulative warming of approximately $0.45 \text{ }^\circ\text{C}$. This warming is in good agreement with the STA magnitude reported in Figure 6. The enhanced warming trend response to CTW off Ghana is likely due to a shallower thermocline which is close to the MLD (see Figure 6).

To investigate the processes underlying this warming in the Ghanaian upwelling area, we quantify each term in the heat budget (Equation 1) within the black box in Figure 7a. This box encompasses the maximum temperature tendency, covering a 1° -wide coastal strip perpendicular to the coastline, averaged zonally from Cape Three Points to 1°E , and in time from *Lag* 10 to *Lag* 28.

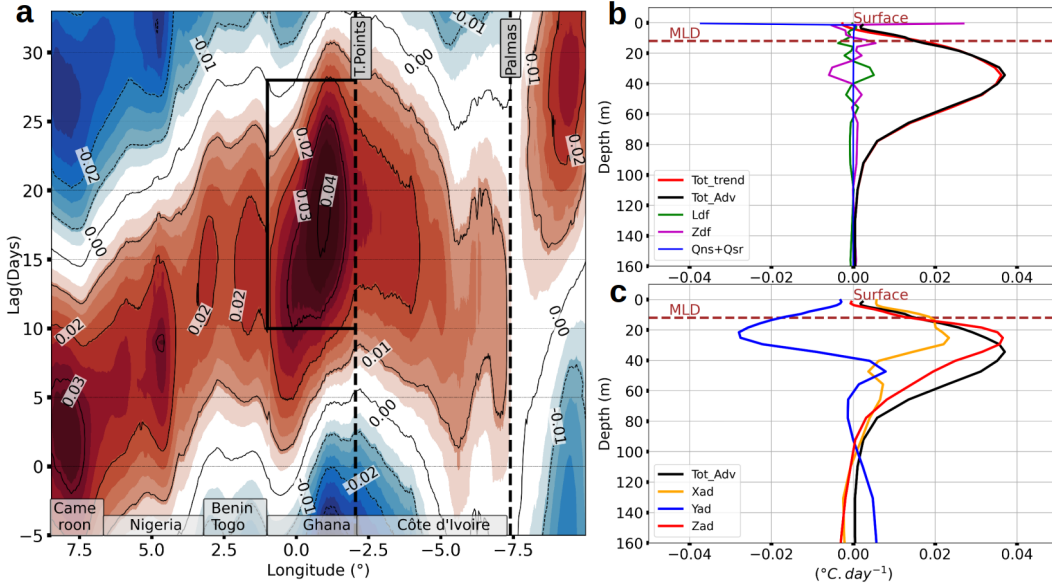


Figure 7. (a) Depth-averaged (MLD to 80 m depth) of the 40-80 day band-pass filtered of the total temperature tendency composite ($^\circ\text{C.day}^{-1}$) from Equation 1 (shading and contours with a $0.01 \text{ }^\circ\text{C.day}^{-1}$ interval) along the NGG waveguide, shown as a function of time lag relative to the equatorial SLA peak phase (*Lag* 0) and reversed longitude. (b) Time and zonally averaged contributions of the the 40-80 days band-pass filtered of the heat budget terms (Equation 1) within the Ghanaian upwelling area that corresponds to the black box in (a). The box is defined as a 1° -wide coastal strip orthogonally averaged about the coastline and spanning from Cape Three Points to 1°E , and from *Lag* 10 to *Lag* 28. (c) same as (b), but showing only the advective terms. The horizontal red dashed lines indicate the mean MLD.

Figure 7b shows the heat budget terms (averaged within the black box in Figure 7a), as a function of depth: total tendency (*Tot.trend*), total advection (*Tot.Adv*), lateral diffusion (*Ldf*), vertical diffusion (*Zdf*), and the ocean-atmosphere heat exchange term defined as the sum of non-solar flux (*Qns*) and solar flux (*Qsr*).

The total advection *Tot.Adv* accounts for 97.4% of the total temperature tendency, and is therefore the dominant contributor to the observed warming (Figure 7b). Below the mixed layer, *Zdf* and *Ldf* have compensating effects, whereas within the mixed layer, *Ldf* is nearly zero while *Zdf* contributes to a warming anomalies which are largely balanced by *Qns* heat loss at the surface (Figure 7b). This surface cooling due to net heat flux might explain why STAs in the mixed layer remain weak (see Figure 6, *Lag* 25 & 30 days).

Given that the heat advection (Tot_Adv) dominates, we next examine which component of Tot_Adv among the zonal (Xad), meridional (Yad), and vertical advection (Zad) is primarily responsible for the anomalous heat advection.

Figure 7c reveals that Zad is the leading component, explaining 92% of the observed warming as indicated by the square of the correlation coefficient. Meanwhile Xad and Yad mostly compensate for each other within the upper 160 m, except in the 40–60 m layer. Indeed, westward advected STAs by CTW-induced westward current anomalies (shading, Figure 8a) are transported offshore from the Ghanaian upwelling area by CTW-induced offshore (southward) current anomalies (arrows, Figure 8a). Meanwhile, the CTW induces a net downward velocity within 1° off the coast (Figure 8a). This vertical transport is the key reason why Zad dominates the total advection (Tot_Adv). To further decompose the vertical advection, we analyze the Zad as formulated in Equation 2, computed offline and averaged within the black box in Figure 7a. $Term2$ of Equation 2 associated to CTW-driven vertical temperature advection, includes: advection of CTW-induced STAs by low frequency vertical current ($\bar{w}\delta_z T'$), advection of low frequency sea temperature by CTW-induced vertical current anomalies ($w'\delta_z \bar{T}$) and advection of CTW-induced STAs by CTW-induced vertical current anomalies ($w'\delta_z T'$). Results are shown in Figure 8b. We found that, within the mixed layer and below 40 m depth, $w'\delta_z \bar{T}$ is mostly controlling $Term2$ (Figure 8b). However in the vicinity of the thermocline (i.e. 20–40 m depth), while $w'\delta_z \bar{T}$ dominates by 63%, the contribution of $\bar{w}\delta_z T'$ accounting for 37% is not negligible and is in some extent responsible for the deepening of the STAs maximum located slightly below the thermocline (see Figure 6). The contribution $w'\delta_z T'$ is nearly zero throughout the water column (Figure 8b).

In summary, although the advection of low frequency temperature by CTW-induced vertical current anomalies is the primary contributor to the vertical advection that dominates the heat budget in the Ghana region, the advection of CTW-induced temperature anomalies by the low frequency vertical current also plays a non-negligible role, particularly by deepening the maximum temperature anomalies.

4 Summary and Conclusion

The influence of intraseasonal equatorially-forced CTWs on the NGG upwelling variability is investigated in this paper using a NEMO HR regional simulation ($1/36^\circ$) over 10 years (2008-2017). Their propagation triggers vertical displacements of isopycnals that results into steric height variations that are typically mirrored in SLAs. Therefore, SLAs are primarily used to track these waves. We analyzed the frequency content of SLA within different boxes covering the equatorial, Biafra bay and NGG waveguides, by performing a Welch's PSD decomposition and a Morlet wavelet transform on SLA. Results show that most of the NGG subseasonal SLA energy is confined within 40-80 day band and peaks around 58 days. Then a 40-80 day band-pass filter is applied on SLA, sea temperature, density, and ocean currents to investigate EKWs and their subsequent poleward CTWs propagating along the NGG coast at intraseasonal timescales. We focus on the most energetic EKWs defined as those having SLA amplitudes exceeding $1.8 \cdot STD_{SLA}$ for downwelling EKWs, and lower than $-1.8 \cdot STD_{SLA}$ for upwelling ones, within the eastern equatorial reference box ($5^\circ W - 5^\circ E, 0.5^\circ S - 0.5^\circ N$). This threshold results in 18 EKWs events (10 downwelling and 8 upwelling events) during the JJASO season. EKWs are propagating along the equator waveguide with an estimated phase speed of $1.28 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ whereas the subsequent CTWs are propagating along the NGG coast with a phase speed of $0.85 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. The phase speed varies locally and depends on factors like bathymetry, latitude (Coriolis parameter), cross-shore stratification and background flow, that modulate its amplitude (Brink, 1982; Brink & Chapman, 1987; Illig et al., 2018). The complexity of the NGG topography with possible frictional effects, the outcropping of isopycnals in the coastal upwelling area during JASO (Alory et al., 2021; Thiam et al., 2024), the background eastward GC with velocity up to $0.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ during JASO (Djakouré et al., 2017; Herbert et al., 2016; Thiam et al., 2024), might contribute to the overall slow-

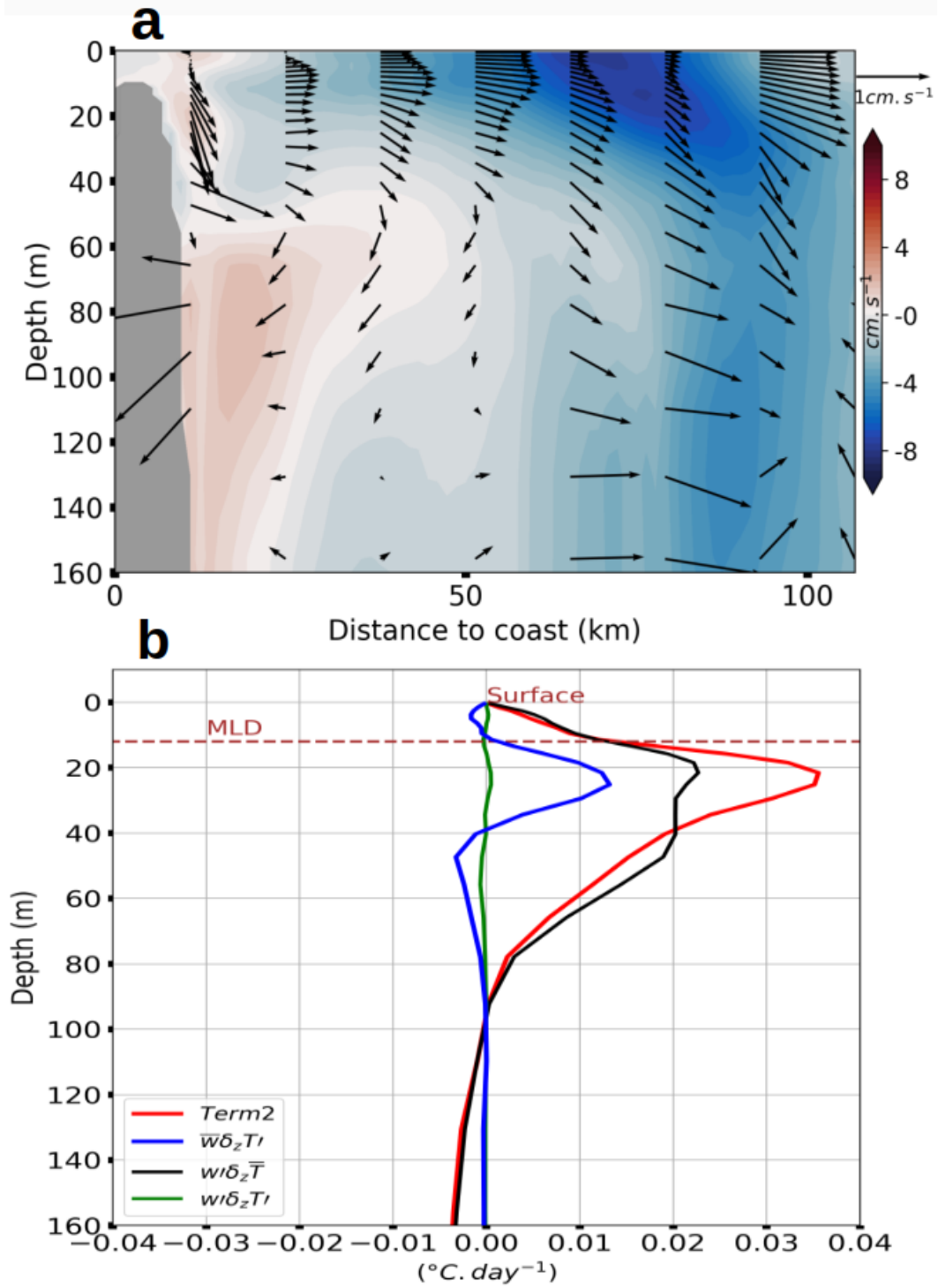


Figure 8. (a) Cross-shore section within the Ghanaian upwelling area (black box in Figure 7a), zonally averaged from Cape Three Points to 1°E and time-averaged from Lag 10 to Lag 28. Shading indicates zonal current anomalies, with negative (positive) values representing westward (eastward) flow. Arrows represent meridional and vertical current anomalies with the vertical component multiplied by 2000. (b) Same as Figure 7c, but for components of $Term2$ in Equation 2, including $\bar{w}\delta_z T'$, $w'\delta_z \bar{T}$, and $w'\delta_z T'$. The horizontal dashed line indicates the mean MLD.

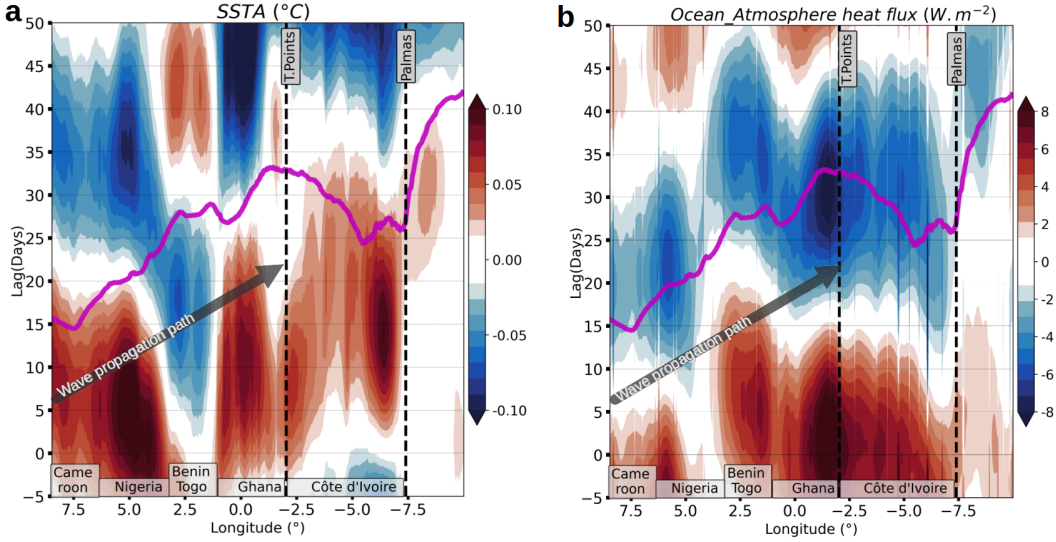


Figure 9. (a) SSTAs along NGG waveguide. (b) Net heat flux exchanges at the Ocean-Atmosphere interface along the NGG waveguide and computed from Atmosphere term in Equation 1 as $Q^* + Q_s$. Negative (positive) values indicate a heat loss (gain) for the ocean. Magenta thick line in (a) and (b) represents, at each grid point along the NGG waveguide, time when the warm STAs is maximum under the mixed layer (i.e. from MLD to 80 m depth). Black arrows are the instantaneous wave propagation path deduced from Figure 4.

down of the CTWs phase speed in comparison with EKW's phase speed that is consistent with the second baroclinic mode phase speed (Illig et al., 2004; Brandt et al., 2016; Illig et al., 2018; Kopte et al., 2018). CTWs reach the Ghanaian and Côte d'Ivoire upwelling area ~ 22 days after the EKW's peak phase at $0^\circ E$, with maximum SLA amplitudes over 1 cm . These intraseasonal downwelling (upwelling) CTWs induce westward (eastward) current anomalies of up to $8\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$. Off Ghana, downwelling CTWs affect STAs 8 days later (i.e. 30 days after the EKW's peak phase at $0^\circ E$) by inducing maximum warm STAs of over $0.5^\circ C$ near the thermocline ($\sim 20 - 25\text{ m}$) and up to $0.3^\circ C$ at the base of the mixed layer ($15 - 18\text{ m}$). This delay of STA at the shallow thermocline relative to SLA may result from the generation of higher-mode CTWs that are phase-locked to the primary low-mode wave, similar to the mechanism discussed in Körner et al. (2024).

Off Côte d'Ivoire upwelling area, observed SLAs and STAs patterns are due to the interaction of a mesoscale eddy and linear remotely-forced CTW. Prior to the arrival of the downwelling CTW in the Côte d'Ivoire upwelling area, an anticyclonic eddy is already present there at Lag 15 (Figure 5). This structure generates positive SLAs (Figure 5, Lag 15) and warm STAs, thereby deepening the thermocline off Côte d'Ivoire (Figure 6, Lag 15). It merges with the upcoming downwelling CTW by Lag 22 (Figure 5 and movie S1), which results in a slope break in the CTW propagation (Figure 4). Off the Ghana coast, a similar structure with negative SLAs is observed at Lag 15 (Figure 5), but in contrast, it is more detached from the coastal waveguide and does not affect the signature of the propagating CTW (Figure 4). These two positive and negative circular structures, located off Côte d'Ivoire and Ghana respectively, have counterparts south of $3^\circ S$, between $8^\circ W$ and $3^\circ W$, that propagate westward and appear symmetric about the equator. Further investigation is needed to unequivocally characterize the nature of these structures, which is beyond the scope of the present study.

The heat budget analysis performed within the Ghanaian upwelling area reveals that 92% of the STA amplitude is driven by vertical advection. Specifically, CTW-induced down-

ward currents advecting the low frequency temperature account for 63% of the vertical advection. Low frequency vertical flow advecting CTW-induced STAs contributes the remaining 37%.

Most of the CTW-induced warming occurs between the MLD and below the thermocline ($\sim 40\text{ m}$) with a weak signature on SSTAs. The SST imprint of CTWs depends mainly on the difference between the MLD and the thermocline depth as well as the ocean–atmosphere heat flux exchanges. The closer the MLD to the thermocline, the easier it is for subsurface STAs to penetrate into the mixed layer and affect SST (via vertical advection followed by vertical mixing at the base of the mixed layer). Thus, SSTAs are expected to increase as CTWs propagate toward Ghana where the thermocline shoals (Figure 6). However, contrary to expectations, warmer SSTAs are observed off Cameroon–Nigeria, cold SSTAs off Benin–Togo, and weaker warm SSTAs off Ghana–Côte d’Ivoire (see, Figure 9a) despite the closest depth between MLD and thermocline over there (see Figure 6). Therefore, regional differences in vertical diffusivity, a proxy for vertical mixing intensity, and in local forcing, associated with ocean–atmosphere heat exchanges and winds, should be further considered to argue this discrepancy. Indeed, when the downwelling CTW arrives in Cameroon–Nigeria at Lag 5 to 10, the ocean–atmosphere net heat flux exchange (Q_{flux}) is nearly null (i.e. equilibrium state, Figure 9b), so downwelling CTWs can easily imprint at surface if the thermocline feedback is sufficiently active to uplift and mix the warm subsurface STAs into the mixed layer. Off Benin–Togo the ocean gain heat ($Q_{flux} > 0$) in response to the cold SSTAs which is the signature of the preceding upwelling CTW. The SSTA imprint of the actual downwelling CTW is observed in Benin–Togo only by at least 20 days after its passage (i.e. $Lag \sim 35$, Figure 9a). This delay is due to a less active thermocline feedback off Benin–Togo, as also reported by Illig et al. (2024). Around Lag 22 when CTW reaches Cape Three Points (Ghana), the coastal ocean is experiencing, at the surface, a heat loss ($Q_{flux} < 0$, Figure 9b) causing weak SSTAs to nearly zero (Figure 9a). Off Côte d’Ivoire, CTW imprints on SST even though it is weak, but we recall that off Côte d’Ivoire, it is more a mixed pattern between mesoscale eddy and CTW that acts over there. We can further notice this at Lag 15 (Figure 9a) with warm SSTA exceeding 0.1°C when the anticyclonic eddy was already imprinting on SLAs off Côte d’Ivoire (see, Figure 4, Lag 15).

One might argue that the time lag ranging from 0 to 22 days that CTW needs to reach NGG upwelling region is too short for CTWs dynamics to affect SST. But even considering time when warm STAs are maximum below the mixed layer (magenta line in Figure 9), the signature of CTW on SST remains weak due to significant ocean-to-atmosphere heat loss, especially over Ghana where surface heat loss exceeds 8 W.m^{-2} (Figure 9). Thus, SST is not a reliable indicator to track CTWs along the NGG coast during the summer. Although remotely-forced intraseasonal CTWs do not significantly imprint on SST ($\leq 0.1^\circ\text{C}$) and thus lack a direct influence on rainfall, they substantially affect subsurface conditions (up to 0.5°C in STA) below the mixed layer. By modulating coastal upwelling and mixing, they can enhance or reduce the upward transport of deep, nutrient-rich waters into the euphotic zone. These changes can affect primary productivity and trigger cascading effects on ecosystem functioning, as reported in the Angola-Benguela upwelling system (Bachelery et al., 2016b). The upwelling of subsurface anomalies, especially during the major upwelling season, can trigger intraseasonal phytoplankton increase and support higher trophic levels. Investigating the biogeochemical and ecological responses to the equatorially-forced intraseasonal variability will thus be a key focus of future research.

Acknowledgments

This work is part of A.T’s Ph.D. thesis funded by the University of Toulouse (UT/France). It is also part of the NASA/CNES SWOT-GG and SWOT-ETAO projects funded by CNES. Computing resources are provided by DARI under grant GEN7298. This study has also been partially supported through the grant EUR TESS N°ANR-18-EURE-0018 in the framework of the Programme des Investissements d’Avenir.

R.A.I.K was funded by the German Research Foundation through grant 511812462 (IM 218/1-1).

References

- Ali, K., Kouadio, K., Zahiri, E., Aman, A., Assamoi, A., & Bourlès, B. (2011). Influence of the gulf of guinea coastal and equatorial upwellings on the precipitations along its northern coasts during the boreal summer period. *Asian journal of applied sciences*, *4*(3), 271–285.
- Alory, G., Da-Allada, C. Y., Djakouré, S., Dadou, I., Jouanno, J., & Loemba, D. P. (2021). Coastal upwelling limitation by onshore geostrophic flow in the gulf of guinea around the niger river plume. *Frontiers in Marine Science*, *7*, 607216. doi: 10.3389/fmars.2020.607216
- Bachèlery, M.-L., Illig, S., & Dadou, I. (2016a). Interannual variability in the southeast atlantic ocean, focusing on the benguela upwelling system: Remote versus local forcing. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *121*(1), 284–310.
- Bachèlery, M.-L., Illig, S., & Dadou, I. (2016b). Forcings of nutrient, oxygen, and primary production interannual variability in the southeast atlantic ocean. *Geophysical Research Letters*, *43*(16), 8617–8625.
- Bachèlery, M.-L., Illig, S., & Rouault, M. (2020). Interannual coastal trapped waves in the angola-benguela upwelling system and benguela niño and niña events. *Journal of Marine Systems*, *203*, 103262.
- Brandt, P., Alory, G., Awo, F. M., Dengler, M., Djakouré, S., Imbol Koungue, R. A., ... Rouault, M. (2023). Physical processes and biological productivity in the upwelling regions of the tropical atlantic. *Ocean Science*, *19*(3), 581–601. doi: 10.5194/os-19-581-2023
- Brandt, P., Caniaux, G., Bourles, B., Lazar, A., Dengler, M., Funk, A., ... Marin, F. (2011). Equatorial upper-ocean dynamics and their interaction with the west african monsoon. *Atmospheric Science Letters*, *12*(1), 24–30.
- Brandt, P., Claus, M., Greatbatch, R. J., Kopte, R., Toole, J. M., Johns, W. E., & Böning, C. W. (2016). Annual and semiannual cycle of equatorial atlantic circulation associated with basin-mode resonance. *Journal of Physical Oceanography*, *46*(10), 3011–3029.
- Brink, K. (1982). A comparison of long coastal trapped wave theory with observations off peru. *Journal of Physical Oceanography*, *12*(8), 897–913.
- Brink, K., & Chapman, D. (1987). Programs for computing properties of coastal-trapped waves and wind-driven motions over the continental shelf and slope. woods hole oceanographic institute tech. rep. *Rep. WHOI*, 85–17.
- Burls, N., Reason, C., Penven, P., & Philander, S. (2011). Similarities between the tropical atlantic seasonal cycle and enso: An energetics perspective. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *116*(C11).
- Cabos, W., de la Vara, A., & Koseki, S. (2019). Tropical atlantic variability: Observations and modeling. *Atmosphere*, *10*(9), 502.
- Cane, M. A., & Sarachik, E. (1979). Forced baroclinic ocean motions, iii: the linear equatorial basin case.
- Caniaux, G., Giordani, H., Redelsperger, J.-L., Guichard, F., Key, E., & Wade, M. (2011). Coupling between the atlantic cold tongue and the west african monsoon in boreal spring and summer. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *116*(C4).
- Clarke, A. J. (1983). The reflection of equatorial waves from oceanic boundaries. *Journal of Physical Oceanography*, *13*(7), 1193–1207.
- Colin, C. (1988). Coastal upwelling events in front of the ivory-coast during the focal program. *Oceanologica acta*, *11*(2), 125–138.
- Cury, P., & Roy, C. (2002). 18 environmental forcing and fisheries resources in côte d’ivoire and ghana: Did something happen? In *Large marine ecosystems*

- (Vol. 11, pp. 241–260). Elsevier.
- de Boyer Montégut, C., Madec, G., Fischer, A. S., Lazar, A., & Iudicone, D. (2004). Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *109*(C12).
- Decharme, B., Delire, C., Minvielle, M., Colin, J., Vergnes, J.-P., Alias, A., . . . Voldoire, A. (2019). Recent changes in the isba-ctrip land surface system for use in the cnrm-cm6 climate model and in global off-line hydrological applications. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, *11*(5), 1207–1252. doi: 10.1029/2018MS001545
- de Coëtlogon, G., Deroubaix, A., Flamant, C., Menut, L., & Gaetani, M. (2023). Impact of the guinea coast upwelling on atmospheric dynamics, precipitation and pollutant transport over southern west africa. *Atmospheric Chemistry and Physics*, *23*(24), 15507–15521.
- Ding, H., Keenlyside, N. S., & Latif, M. (2009). Seasonal cycle in the upper equatorial atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *114*(C9).
- Djakouré, S., Penven, P., Bourlès, B., Koné, V., & Veitch, J. (2017). Respective roles of the guinea current and local winds on the coastal upwelling in the northern gulf of guinea. *Journal of Physical Oceanography*, *47*(6), 1367–1387. doi: 10.1175/JPO-D-16-0126.1
- Djakouré, S., Penven, P., Bourlès, B., Veitch, J., & Koné, V. (2014). Coastally trapped eddies in the north of the gulf of guinea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *119*(10), 6805–6819. doi: 10.1002/2014JC010243
- Florenchie, P., Reason, C., Lutjeharms, J., Rouault, M., Roy, C., & Masson, S. (2004). Evolution of interannual warm and cold events in the southeast atlantic ocean. *Journal of Climate*, *17*(12), 2318–2334.
- Goubanova, K., Illig, S., Machu, E., Garçon, V., & Dewitte, B. (2013). Sst subseasonal variability in the central benguela upwelling system as inferred from satellite observations (1999–2009). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *118*(9), 4092–4110.
- Herbert, G., Bourlès, B., Penven, P., & Grelet, J. (2016). New insights on the upper layer circulation north of the gulf of guinea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *121*(9), 6793–6815.
- Huang, B., Liu, C., Banzon, V., Freeman, E., Graham, G., Hankins, B., . . . Zhang, H.-M. (2021). Improvements of the daily optimum interpolation sea surface temperature (doisst) version 2.1. *Journal of Climate*, *34*(8), 2923–2939.
- Illig, S., & Bachèlery, M.-L. (2019). Propagation of subseasonal equatorially-forced coastal trapped waves down to the benguela upwelling system. *Scientific Reports*, *9*(1), 5306.
- Illig, S., & Bachèlery, M.-L. (2023). The 2021 atlantic niño and benguela niño events: external forcings and air–sea interactions. *Climate Dynamics*, *62*(1), 679–702.
- Illig, S., Bachèlery, M.-L., & Lübbecke, J. F. (2020). Why do benguela niños lead atlantic niños? *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *125*(9), e2019JC016003.
- Illig, S., Cadier, E., Bachèlery, M.-L., & Kersalé, M. (2018). Subseasonal coastal-trapped wave propagations in the southeastern pacific and atlantic oceans: 1. a new approach to estimate wave amplitude. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *123*(6), 3915–3941.
- Illig, S., Dewitte, B., Ayoub, N., Du Penhoat, Y., Reverdin, G., De Mey, P., . . . Lagerloef, G. S. (2004). Interannual long equatorial waves in the tropical atlantic from a high-resolution ocean general circulation model experiment in 1981–2000. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *109*(C2).
- Illig, S., Djakouré, S., & Mitchodigni, T. (2024). Influence of the remote equatorial dynamics on the interannual variability along the northern coast of the gulf of

- guinea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *129*(8), e2024JC021011.
- Imbol Koungue, R. A., & Brandt, P. (2021). Impact of intraseasonal waves on angolan warm and cold events. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *126*(4), e2020JC017088.
- Imbol Koungue, R. A., Illig, S., & Rouault, M. (2017). Role of interannual kelvin wave propagations in the equatorial atlantic on the angola benguela current system. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *122*(6), 4685–4703.
- Imbol Koungue, R. A., Rouault, M., Illig, S., Brandt, P., & Jouanno, J. (2019). Benguela niños and benguela niñas in forced ocean simulation from 1958 to 2015. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *124*(8), 5923–5951.
- Ingham, M. C. (1970). Coastal upwelling in the northwestern gulf of guinea. *Bulletin of Marine Science*, *20*(1), 1–34.
- Jouanno, J., Marin, F., Du Penhoat, Y., Sheinbaum, J., & Molines, J.-M. (2011). Seasonal heat balance in the upper 100 m of the equatorial atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *116*(C9). doi: 10.1029/2010JC006912
- Kobayashi, S., Ota, Y., Harada, Y., Ebata, A., Moriya, M., Onoda, H., . . . others (2015). The jra-55 reanalysis: General specifications and basic characteristics. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, *93*(1), 5–48. doi: 10.2151/jmsj.2015-001
- Koné, V., Lett, C., Penven, P., Bourlès, B., & Djakouré, S. (2017). A biophysical model of *s. aurita* early life history in the northern gulf of guinea. *Progress in oceanography*, *151*, 83–96.
- Kopte, R., Brandt, P., Claus, M., Greatbatch, R. J., & Dengler, M. (2018). Role of equatorial basin-mode resonance for the seasonal variability of the angola current at 11 s. *Journal of Physical Oceanography*, *48*(2), 261–281.
- Körner, M., Brandt, P., Illig, S., Dengler, M., Subramaniam, A., Bachèlery, M., & Krahnemann, G. (2024). Coastal trapped waves and tidal mixing control primary production in the tropical angolan upwelling system. *sci adv* *10* (4): eadj6686.
- Lamb, P. J. (1978). Large-scale tropical atlantic surface circulation patterns associated with subsaharan weather anomalies. *Tellus*, *30*(3), 240–251.
- Laraque, A., Moukandi N’kaya, G. D., Orange, D., Tshimanga, R., Tshitenge, J. M., Mahé, G., . . . Gulemvuga, G. (2020). Recent budget of hydroclimatology and hydrosedimentology of the congo river in central africa. *Water*, *12*(9), 2613. doi: 10.3390/w12092613
- Large, W., & Yeager, S. (2008). The global climatology of an interannually varying air–sea flux data set. *Climate dynamics*, *33*, 341–364. doi: 10.1007/s00382-008-0441-3
- Leduc-Leballeur, M., de Coëtlogon, G., & Eymard, L. (2013). Air–sea interaction in the gulf of guinea at intraseasonal time-scales: wind bursts and coastal precipitation in boreal spring. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *139*(671), 387–400.
- Lellouche, J.-M., Eric, G., Romain, B.-B., Gilles, G., Angélique, M., Marie, D., . . . others (2021). The copernicus global 1/12 oceanic and sea ice glorys12 reanalysis. *Frontiers in Earth Science*, *9*, 698876. doi: 10.3389/feart.2021.698876
- Madec, G., Bourdallé-Badie, R., Bouttier, P.-A., Bricaud, C., Bruciaferri, D., Calvert, D., . . . others (2017). Nemo ocean engine.
- Madec, G., Bourdallé-Badie, R., Bouttier, P.-A., Bricaud, C., Bruciaferri, D., Calvert, D., . . . others (2023). Nemo ocean engine. doi: 10.5281/zenodo.6334656
- Martín-Rey, M., & Lazar, A. (2019). Is the boreal spring tropical atlantic variability a precursor of the equatorial mode? *Climate Dynamics*, *53*(3), 2339–2353.
- Matsuno, T. (1966). Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, *44*(1), 25–43.

- Meynadier, R., de Coëtlogon, G., Leduc-Leballeur, M., Eymard, L., & Janicot, S. (2016). Seasonal influence of the sea surface temperature on the low atmospheric circulation and precipitation in the eastern equatorial atlantic. *Climate dynamics*, *47*, 1127–1142.
- Moore, D., Hisard, P., McCreary, J., Merle, J., O’Brien, J., Picaut, J., . . . Wunsch, C. (1978). Equatorial adjustment in the eastern atlantic. *Geophysical Research Letters*, *5*(8), 637–640.
- Morlière, A. (1970). Les saisons marines devant abidjan. *Doc. Scient. Centre Rech. Océanogr. Abidjan*, *1*(2), 1–15.
- Ngakala, R., Alory, G., Da-Allada, C., Dadou, I., Cardot, C., Morvan, G., . . . Baloitcha, E. (2025). Seasonal mixed layer temperature in the congolese upwelling system. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *130*(1), e2023JC020528. doi: 10.1029/2023JC020528
- Olbers, D., Willebrand, J., & Eden, C. (2012). *Ocean dynamics*. Springer Science & Business Media. doi: 10.1007/978-3-642-23450-7
- Picaut, J. (1983). Propagation of the seasonal upwelling in the eastern equatorial atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, *13*(1), 18–37.
- Polo, I., Lazar, A., Rodriguez-Fonseca, B., & Arnault, S. (2008). Oceanic kelvin waves and tropical atlantic intraseasonal variability: 1. kelvin wave characterization. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *113*(C7).
- Rouault, M., Illig, S., Bartholomae, C., Reason, C., & Bentamy, A. (2007). Propagation and origin of warm anomalies in the angola benguela upwelling system in 2001. *Journal of Marine Systems*, *68*(3-4), 473–488.
- Rouault, M., Illig, S., Lübbecke, J., & Koungue, R. A. I. (2018). Origin, development and demise of the 2010–2011 benguela niño. *Journal of Marine Systems*, *188*, 39–48.
- Solomon. (1991). Psd computations using welch’s method. *NASA STI/Recon Technical Report N*, *92*, 23584.
- Thiam, A. K., Alory, G., Dadou, I., Napolitano, D., Aguedjou, H. M. A., Cardot, C., . . . Jouanno, J. (2024). Mesoscale dynamics and its interaction with coastal upwelling in the northern gulf of guinea. *Frontiers in Marine Science*, *11*, 1500753. doi: 10.3389/fmars.2024.1500753
- Torrence, & Compo. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological society*, *79*(1), 61–78.
- Tsujino, H., Urakawa, S., Nakano, H., Small, R. J., Kim, W. M., Yeager, S. G., . . . others (2018). Jra-55 based surface dataset for driving ocean–sea-ice models (jra55-do). *Ocean Modelling*, *130*, 79–139.
- Wang, B. (2002). Kelvin waves. *Encyclopedia of atmospheric sciences*, *1062*.
- Welch. (1967). The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics*, *15*(2), 70–73.
- Wiafe, G., Yaqub, H. B., Mensah, M. A., & Frid, C. L. (2008). Impact of climate change on long-term zooplankton biomass in the upwelling region of the gulf of guinea. *ICES Journal of Marine Science*, *65*(3), 318–324.

Supporting Information for:

***Impact of Intraseasonal Coastal Trapped Waves on
Upwelling in the Northern Gulf of Guinea***

Abdoul Karim Thiam ¹, Isabelle Dadou ¹, Rodrigue Koungue ², Serena Illig

¹, Peter Brandt ², Gaël Alory ¹, Guillaume Morvan ¹

¹Université de Toulouse, LEGOS (CNES/CNRS/IRD/), Toulouse, France

²GEOMAR Helmholtz Centre for Ocean Research Kiel, Kiel, Germany

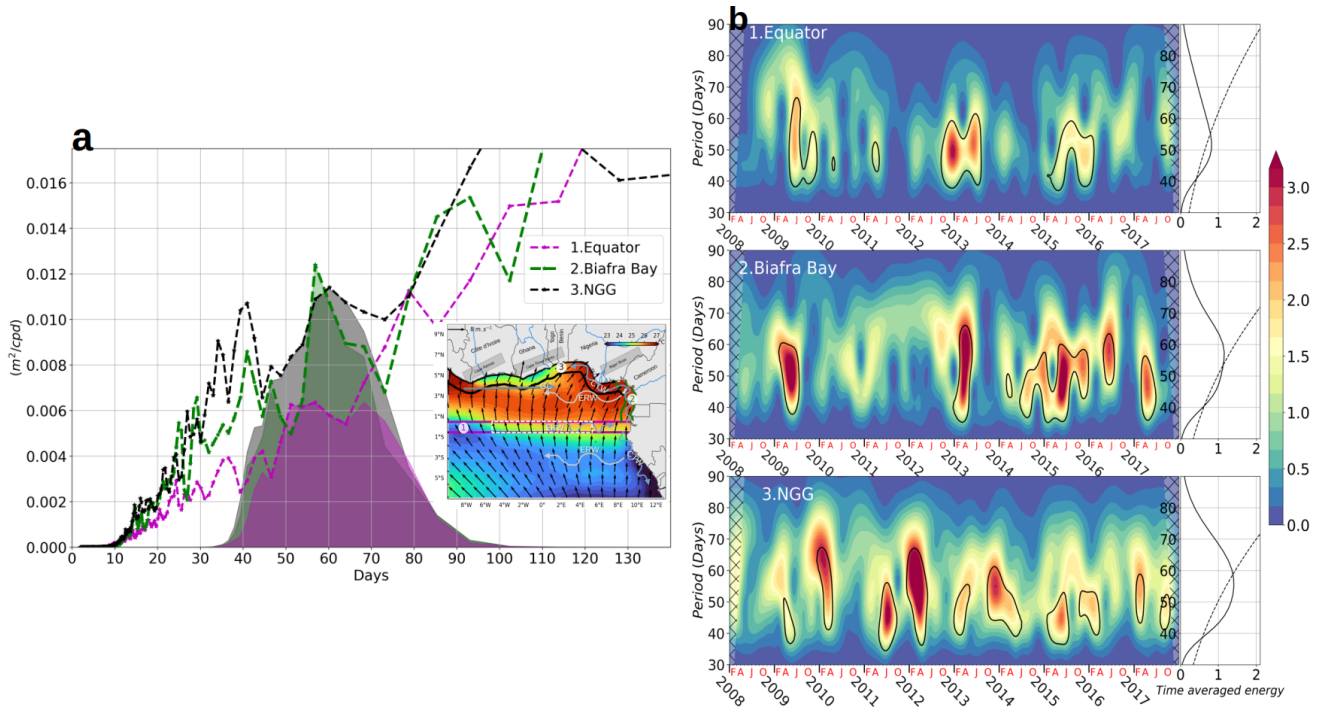


Figure S1. (a) Welch's Power Spectral Density (PSD) of SLA from CMEMS altimetry in the (1) Equatorial, (2) Biafra Bay, and (3) NGG waveguide tubes (dash-dotted lines). The PSD of the 40–80 days band-pass filtered SLA is shown as shading. (b) Normalized Wavelet Power Spectrum (NWPS) of SLA (shading), with closed contours indicating the 90% significance threshold based on a χ^2 test. Cross-hatched areas indicate the cone of influence where edges effects become important. The rightmost panels show the time-averaged NWPS (solid lines), while the dashed line are the 90% significance threshold from the χ^2 test.

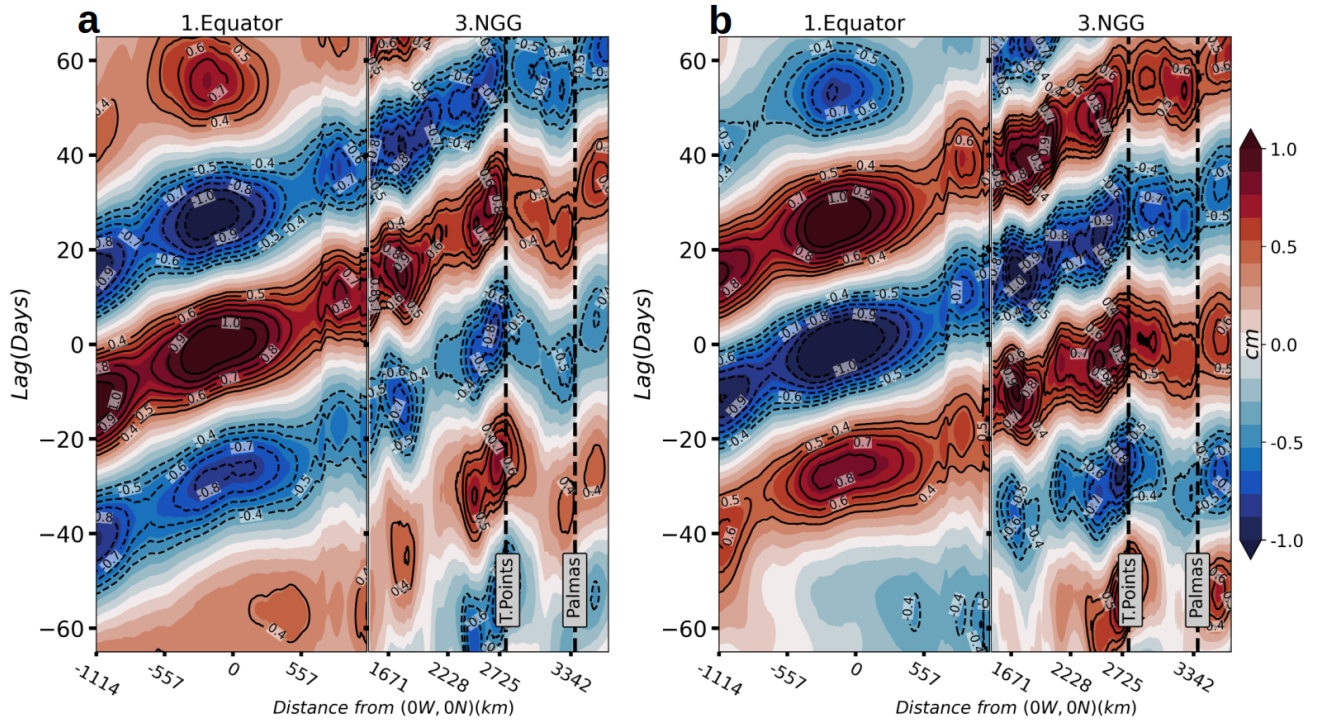


Figure S2. Hovmöller diagram of composited SLA during JJASO for P^+ in left panel and P^- in right panel, along the equatorial and NGG waveguide tubes (shading and contours with a 0.1 cm interval), shown as a function of time lag relative to the EKW-induced SLA peak phase ($Lag \ 0$) and distance from the reference point ($0^\circ \text{W}, 0^\circ \text{N}$). Vertical dashed lines indicate the positions of Cape Three Points (Ghana) and Cape Palmas (Ivory Coast).

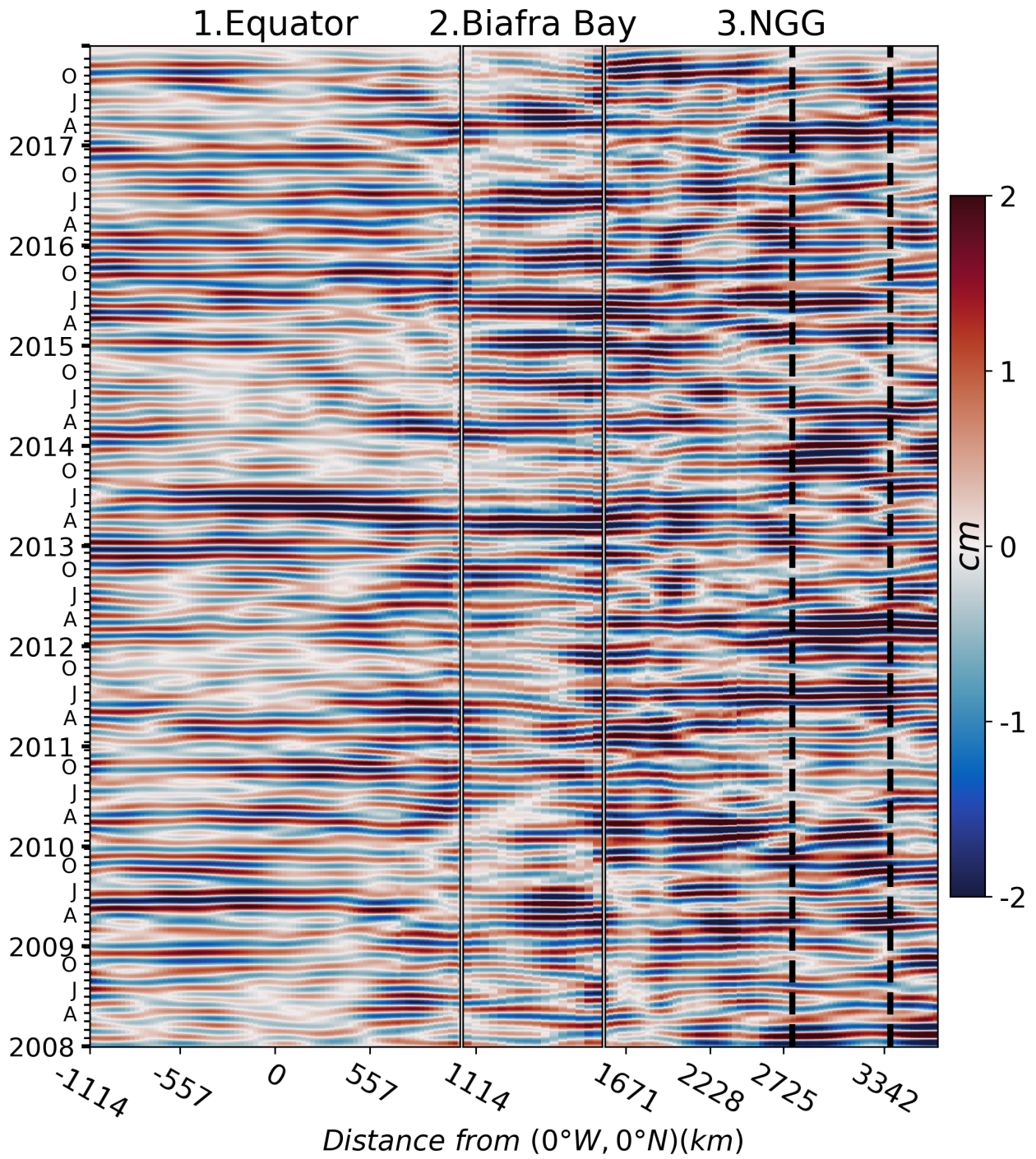


Figure S3. (a) Hovmöller Time-Distance from $(0^\circ W, 0^\circ N)$ of the 40–80 days band-pass filtered SLA from CMEMS altimetry, averaged meridionally along the equator waveguide and orthogonally to the coastline for Biafra Bay and the NGG waveguide. The vertical dashed lines are positions of Cape Three Points (~ 2725 km) and Cape Palmas (~ 3342 km).

IV.3 Conclusion et perspectives

Nous avons étudié dans ce chapitre l'influence des CTWs intra-saisonniers forcés depuis l'équateur sur la variabilité de l'upwelling côtier dans le NGG pendant la saison JASO, à partir d'une simulation régionale haute résolution ($1/36^\circ$) du modèle NEMO sur dix ans (2008–2017). La propagation de ces ondes entraîne le déplacement vertical des isopycnes, induisant des variations stériques de la hauteur d'eau, directement observables sur la SLA. Cette dernière a donc servi de traceur pour suivre leur propagation.

Une analyse fréquentielle de la SLA dans les guides d'ondes équatoriale, baie de Biafra et NGG, réalisée par décomposition en densité spectrale d'énergie (PSD) et en ondelettes, montre que la plupart de l'énergie intra-saisonniers est concentrée dans la bande 40–80 jours, avec un maximum autour de 58 jours. Un filtrage passe-bande 40–80 jours appliqué à la SLA, à la température, à la densité et aux courants océaniques a permis d'isoler la variabilité associée aux EKW et aux CTWs correspondantes. Afin de cibler les EKW les plus énergétiques pendant la saison d'upwelling, seules les EKW dont l'amplitude en SLA dépasse $1.8 \cdot STD_{SLA}$ dans la boîte de référence équatoriale ($5^\circ W$ – $5^\circ E$, $0.5^\circ S$ – $0.5^\circ N$) ont été retenues pour une analyse en composite. Cela représente 18 événements (10 de downwelling et 8 d'upwelling) en JJASO, soit 72 % des événements recensés sur la période 2008–2017. Les EKW se propagent à $1.28 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ le long de l'équateur, tandis que les CTWs correspondantes se propagent à $0.85 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ le long de la côte du NGG. Cette vitesse varie localement et dépend de la bathymétrie, la latitude (paramètre de Coriolis), la stratification côtière et le courant moyen, qui modulent son amplitude (Brink, 1982; Brink & Chapman, 1987; Illig et al., 2018). Ainsi, la complexité de la topographie du NGG, la remontée des isopycnes en zone d'upwelling côtier en JASO (Alory et al., 2021; Thiam et al., 2024), ainsi que le courant de Guinée avec des vitesses de $0.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en JASO (Djakouré et al., 2017; Herbert et al., 2016; Thiam et al., 2024) pourraient expliquer le ralentissement de la vitesse des CTWs par rapport à celle des EKW, cohérente avec la vitesse du second mode barocline (Illig et al., 2004; Brandt et al., 2016; Illig et al., 2018; Kopte et al., 2018).

Les CTWs atteignent les cellules d'upwelling du Ghana et de la Côte d'Ivoire environ 22 jours après le pic des EKW à $0^\circ E$, induisant des anomalies de SLA supérieures à 1 cm et des anomalies de courant pouvant atteindre $8 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans la cellule ghanéenne, une CTW de downwelling provoque, 8 jours après son passage (Lag 30), un réchauffement maximal de $0.5^\circ C$ près de la thermocline (20–25 m) et de $0.3^\circ C$ à la base de la couche de mélange (15–18 m). En Côte d'Ivoire,

la variabilité observée (SLA \simeq 1 cm, température \simeq 0.5 °C) résulte de l'interaction entre une CTW de downwelling et un tourbillon anticyclonique de mésoéchelle, ce qui modifie la trajectoire de l'onde dans cette zone.

L'analyse du bilan thermique dans la cellule d'upwelling du Ghana montre que l'advection verticale est le mécanisme dominant, expliquant 92 % du réchauffement côtier en subsurface. Cette advection verticale de température est composée à 63 % de l'advection de la température basse fréquence par le courant vertical induit par la CTW, et à 37 % de l'advection des anomalies de température associées à la CTW par le courant vertical basse fréquence. Le réchauffement induit par l'advection verticale se concentre principalement entre la MLD et \sim 40 m, juste sous la thermocline, avec une signature faible en SST (\leq 0.1 °C) en raison des pertes de chaleur de l'océan vers l'atmosphère.

En modulant l'upwelling et/ou le mélange vertical, ces CTWs pourraient intensifier ou réduire l'apport de nutriments dans la couche euphotique, influençant ainsi la production primaire et le fonctionnement de l'écosystème marin, comme cela a été observé dans le système du Benguela par [Bachèlery et al. \(2016b\)](#). Ainsi, dans les perspectives de ce travail, il serait intéressant d'étudier la réponse biogéochimique à la variabilité intra-saisonnière forcée par ces CTWs dans le NGG, afin d'évaluer leur impact potentiel sur la productivité primaire et les ressources halieutiques.

Chapitre V

Bilan de vorticité potentielle dans un processus de génération de tourbillon dans le Nord du Golfe de Guinée

Une anomalie n'est jamais une erreur, mais un message.

Karim

Sommaire

V.1	Contexte et objectifs	113
V.2	Mécanisme de Génération de Tourbillon : Simulation idéalisée	114
V.2.1	Approche eulérienne	117
V.2.2	Approche Lagrangienne	118
V.3	Mécanisme de Génération de Tourbillon : Simulation réaliste	120
V.3.1	Génération du cyclone <i>CJ</i>	121
V.3.2	Génération du cyclone <i>CS</i>	124
V.4	Conclusion et Perspectives	126

V.1 Contexte et objectifs

Les tourbillons océaniques de sub- et mésoéchelle naissent principalement d'instabilités barotropes ou baroclines. Ces instabilités peuvent être diagnostiquées selon différentes approches : (i) en termes de conversion d'énergie du courant moyen en énergie cinétique turbulente et/ou en énergie potentielle turbulente (Oliveira et al., 2009; Kubryakov et al., 2022; Gao et al., 2024); (ii)   partir des critères de stabilité de Charney and Stern (1962) (voir section II.3.1.3 et aussi Rayleigh, 1880; Aguedjou et al., 2019; Dossa et al., 2022; Thiam et al., 2024); (iii)   travers l'analyse des anomalies de PV (Morel & Thomas, 2009; Morel et al., 2006, 2019, 2023; Assene

et al., 2020; Aguedjou et al., 2021; Gula et al., 2015, 2016, 2019). La PV est une grandeur lagrangienne conservée en l'absence de processus non conservatifs (Ertel, 1942; Müller, 2006). En régime adiabatique, chaque particule d'eau conserve ainsi sa PV. Un tourbillon de mésoéchelle se caractérise par une anomalie locale de PV positive (négative) pour une structure cyclonique (anticyclonique) dans l'hémisphère nord, et inversement dans l'hémisphère sud. Ces anomalies peuvent être générées par des processus non conservatifs (équation II.15), résultant notamment des effets de friction ou du mélange diapycnal (Thomas, 2005; Morel et al., 2006, 2019, 2023; Assene et al., 2020; Molemaker et al., 2015).

L'objectif de ce chapitre est d'identifier et de quantifier ces processus non conservatifs ou diabatiques, en particulier la friction et le mélange diapycnal, responsables de la génération des tourbillons dans la zone d'upwelling côtier du NGG. Pour ce faire, le bilan de PV (équations II.15 et II.16) est d'abord diagnostiqué dans le cadre de la simulation idéalisée (section II.1.2), afin de valider la fermeture du bilan et la cohérence du calcul de ses différents termes. Ce n'est qu'ensuite qu'il est appliqué à la simulation réaliste (section II.1.1). Dans la suite, sauf mention explicite, l'acronyme PV fait référence à la $PV_{\text{rescalée}}$ (équation II.12).

V.2 Mécanisme de Génération de Tourbillon : Simulation idéalisée

Dans cette section, nous appliquons au modèle NEMO (en coordonnées géopotentielles) les mêmes diagnostics que ceux réalisés par Morel et al. (2023) avec le modèle CROCO (en coordonnées sigma). En effet, les diagnostics de PV effectués dans CROCO par Morel et al. (2023), dans une configuration idéalisée, ont montré une très bonne consistance entre l'anomalie de PV calculée directement à partir des champs de vitesse et de densité du modèle, et celle reconstruite à partir des termes de production de PV (friction et mélange) de l'équation II.15.

Avant d'envisager une application en configuration réaliste avec NEMO, il est donc important de vérifier, dans une configuration idéalisée reproduisant celle de Morel et al. (2023), que les diagnostics réalisés avec NEMO aboutissent aux mêmes résultats et présentent une consistance comparable à Morel et al. (2023) pour les bilans de PV.

L'anomalie de PV (PV_a) est définie par rapport à la vorticité planétaire f , qui correspond à la PV au repos ou de background. Les Figures V.1 et V.2 illustrent l'évolution, aux jours 1, 4, 14, 19, 23 et 25, de l'anomalie isopycnale de PV ($\overline{PV_a}$, équation II.13) intégrée entre la surface et l'isopycne

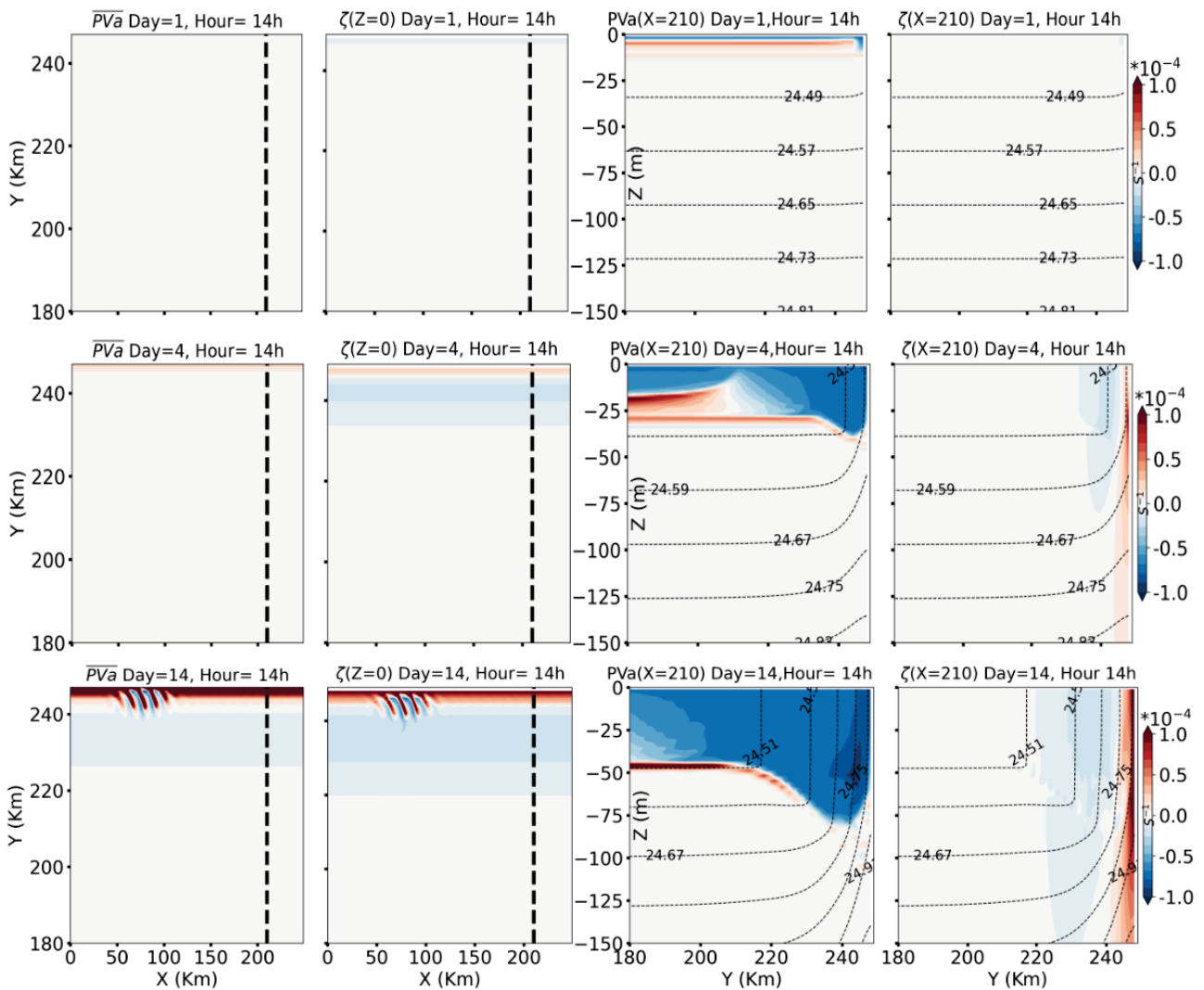


Figure V.1 – Simulation idéalisée : évolution pour les jours 1,4,14 de (1^{ère} colonne) l’anomalie de la PV isopycnae intégrée entre l’isopycne $1024.84 \text{ kg.m}^{-3}$ et la surface (\overline{PV}_a), (2^e colonne) la vorticité relative en surface $\zeta(z = 0)$, (3^e colonne) la coupe verticale de l’anomalie de PV (PV_a), et (4^e colonne) la coupe verticale de la vorticité relative (ζ) le long de la longitude $X = 210 \text{ km}$ (trait vertical noir en pointillés).

$1024.84 \text{ kg.m}^{-3}$, de la vorticité relative de surface (ζ), ainsi que des coupes verticales de PV_a et ζ le long de la longitude $X = 210 \text{ km}$ (ligne verticale pointillée), qui traverse le cœur d’un tourbillon anticyclonique au jour 23, étudié plus en détail par la suite.

Durant les 13 premiers jours, la dynamique dans le canal reste purement zonale et l’upwelling se développe à la frontière nord. Dans cette phase initiale, la dynamique affecte principalement les premières couches de surface. La stratification, initialement homogène dans tout le canal, n’a pas encore été suffisamment modifiée pour générer des anomalies significatives de PV susceptibles de déstabiliser le courant. On observe néanmoins une homogénéisation progressive de la PV_a dans

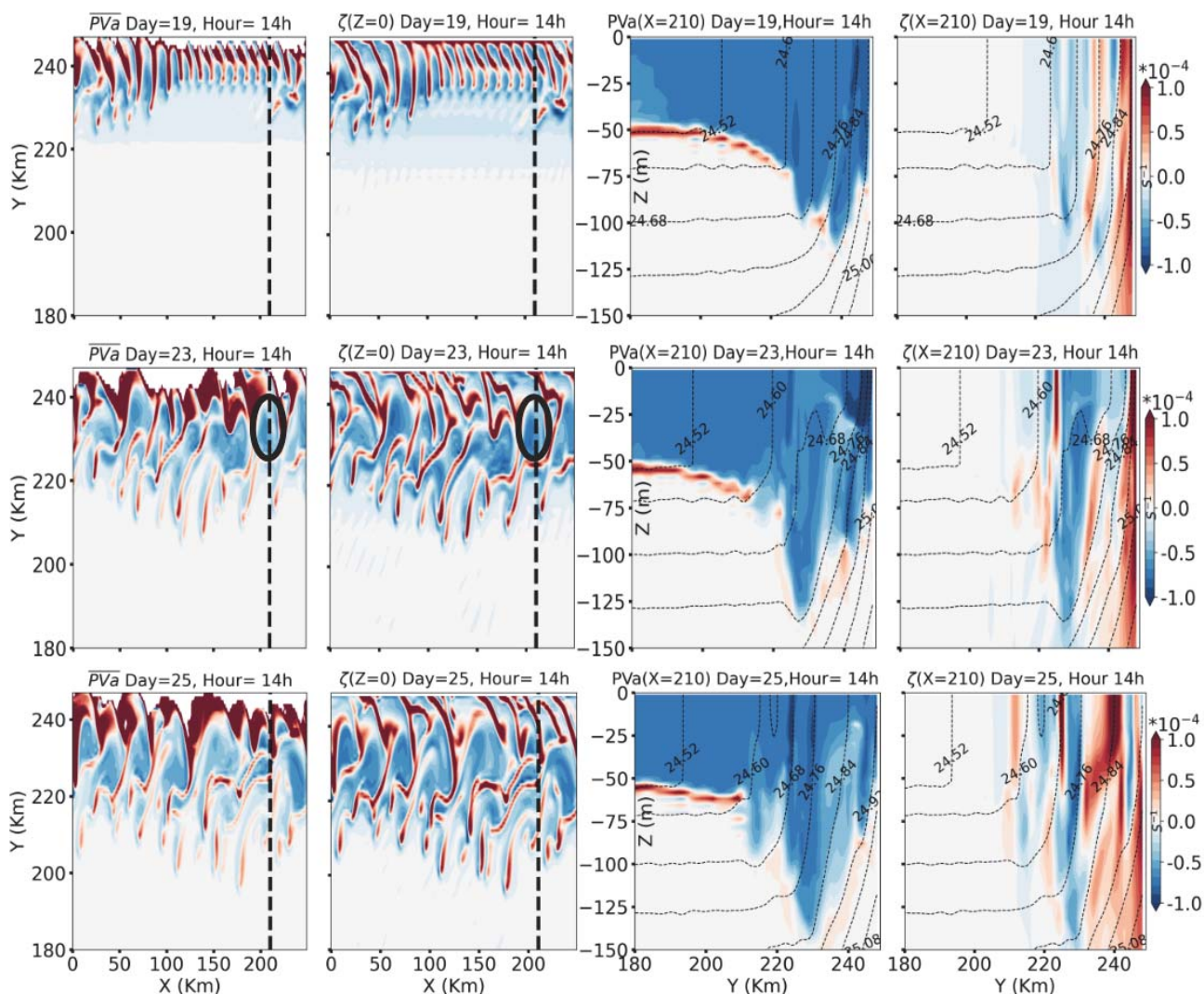


Figure V.2 – Suite de la Figure V.1 aux jours 19, 23 et 25

la couche de mélange, qui s'épaissit et s'approfondit à la frontière nord sous l'effet du mélange vertical et de la friction du vent (Figure V.1, 3^e colonne). À partir du jour 14, les premières instabilités de type Kelvin–Helmholtz apparaissent, soit deux jours plus tôt que dans Morel et al. (2023), où elles émergent au jour 16. Ces instabilités se développent, s'agrègent et donnent naissance à des structures tourbillonnaires de plus grande échelle, cycloniques ($\overline{PV}_a > 0$ et $\zeta_{z=0} > 0$) ou anticycloniques ($\overline{PV}_a < 0$ et $\zeta_{z=0} < 0$), à partir du jour 23 (Figures V.2, 1^{ère} et 2^e colonnes).

Une forte similitude est observable entre les champs de \overline{PV}_a et de $\zeta_{z=0}$. En effet, \overline{PV}_a représente au premier ordre la PV quasi-géostrophique. Lorsque le profil de référence (état de repos) est rigoureusement défini — ce qui est le cas ici —, l'anomalie de PV par rapport à la vorticity planétaire (f) doit être représentative de la dynamique géostrophique. Ainsi, les structures (vortex

géostrophiques) identifiées à partir de $\overline{PV_a}$ et $\zeta_{z=0}$ sont identiques et de même ordre de grandeur. Dans la suite, nous évaluons dans NEMO la consistance entre la PV_a reconstruite à partir des termes de tendance de la friction et du mélange (équations II.15 et II.16) notée $PVa_{\text{diagnostic}}$ et celle calculée directement à partir de la PV rescalée (équation II.11), notée $PVa_{\text{model}} = PV_{\text{rescalée}} - f$.

V.2.1 Approche eulérienne

La Figure V.3 illustre, aux jours 1, 4, 14 et 23, l'évolution de la tendance locale de la PV ($\delta_t PV$) à la longitude $X = 210\text{km}$, ainsi que des tendances de PV associées à la friction et au mélange issues de l'équation II.16. Ici, la friction considérée est celle sur la verticale car la friction latérale est implicitement représentée dans le schéma d'advection UBS. La tendance locale de la PV est calculée à partir de la PV rescalée (équation II.11) et définie comme :

$$\delta_t PV = \frac{PV_{t+1} - PV_{t-1}}{2\Delta t}; \text{ où } t \text{ est le temps et } \Delta t \text{ le pas de temps.}$$

Aux jours 1, 4 et 14, on observe une bonne correspondance entre $\delta_t PV$ et la somme des tendances dues à la friction et au mélange (ΣTrend). Cela suggère qu'à ces dates, l'anomalie de PV est principalement contrôlée par les processus diabatiques (mélange et friction), tandis que l'advection joue un rôle mineur tant que les courants restent zonaux. Ces résultats sont cohérents avec ceux de Morel et al. (2023). À partir du jour 23 (Figure V.2), lorsque la turbulence se développe et que les processus non linéaires deviennent prépondérants, les termes d'advection de l'équation II.16 doivent être pris en compte. En effet, on perd alors la cohérence entre $\delta_t PV$ et la somme ΣTrend des contributions de friction et de mélange (Figure V.3, jour 23). Toutefois, le calcul offline des termes d'advection dans un formalisme eulérien devient délicat lorsque la dynamique turbulente est intense : le développement de structures fines, parfois de sous-maille, accroît les erreurs numériques et compromet la fiabilité du diagnostic.

Ainsi, pour étudier la PV_a induite par les processus diabatiques (i.e. $PVa_{\text{diagnostic}}$) et en évaluer la cohérence avec la PV_a calculée à partir de la PV rescalée (i.e. $PVa_{\text{model}} = PV_{\text{rescalée}} - f$), il est plus approprié d'adopter un cadre lagrangien, d'autant plus que la PV est une quantité lagrangienne conservée en l'absence de processus non conservatifs (Ertel, 1942; Müller, 2006).

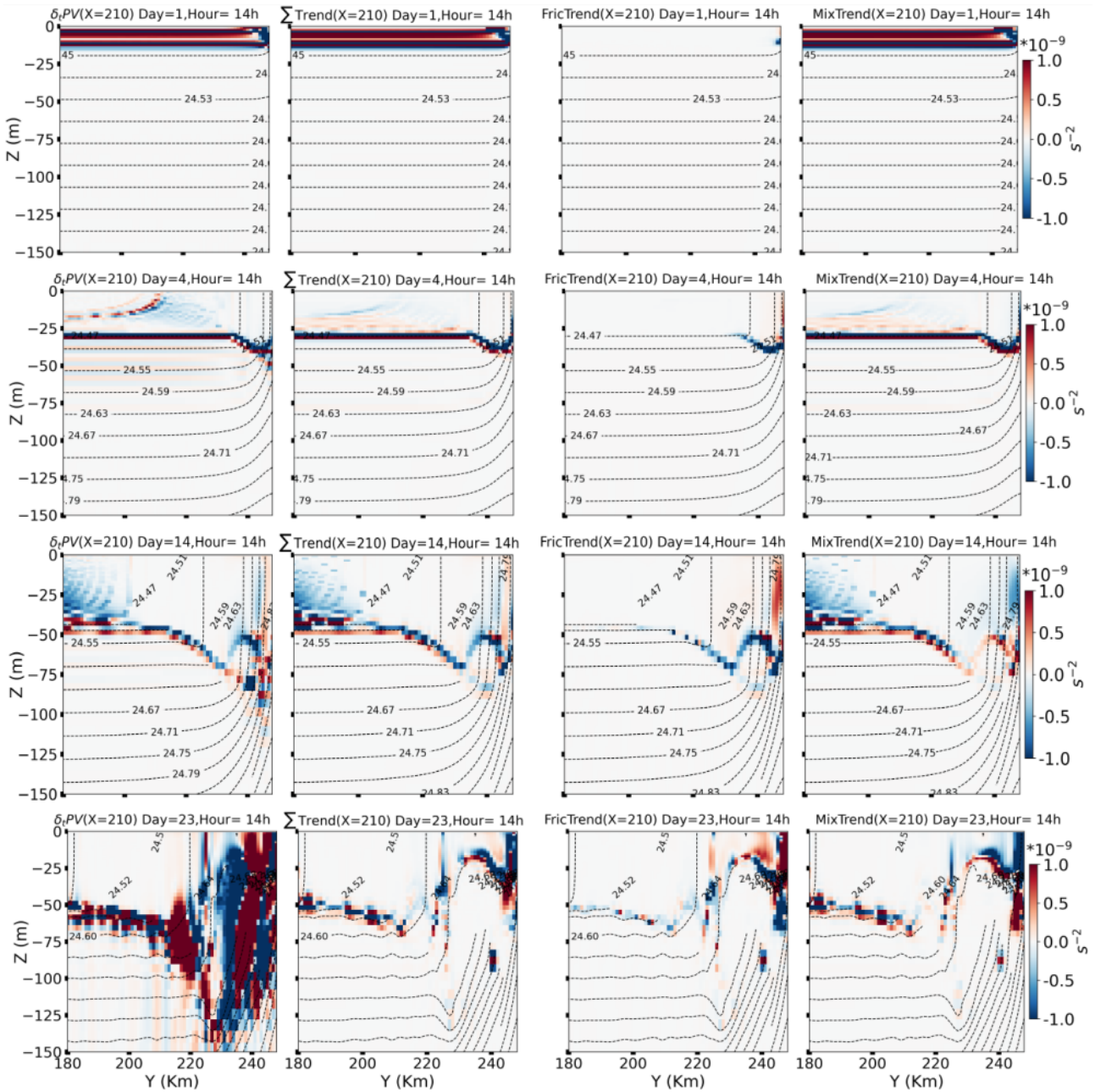


Figure V.3 – Évolution pour les jours 1, 4, 14 et 23 des coupes verticales le long de la longitude $X = 210$ km. (1^{ère} colonne) Tendence locale de la PV $\delta_t PV$. (2^e colonne) Somme des tendances liées à la friction et au mélange (FricTrend + MixTrend). (3^e colonne) Contribution de la friction seule (FricTrend). (4^e colonne) Contribution du mélange seul (MixTrend). L’advection, bien que présente dans l’équation II.16, n’est pas représentée ici.

V.2.2 Approche Lagrangienne

Les diagnostics lagrangiens de la PV sont réalisés à l’aide de l’algorithme de suivi décrit en section II.3.1.4. Nous avons identifié un tourbillon anticyclonique au jour 23 (contour noir fermé, Figure V.2), dans lequel 2000 particules virtuelles ont étéensemencées, chacune présentant une

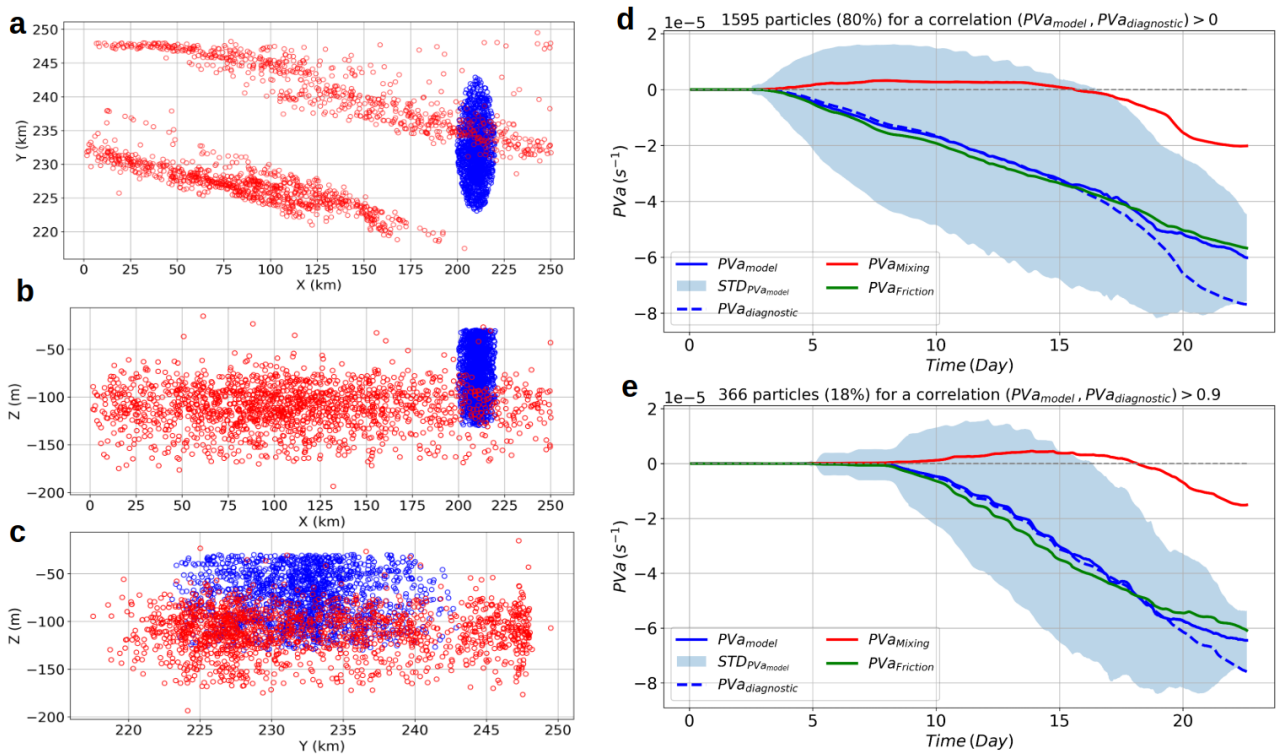


Figure V.4 – Simulation lagrangienne en amont (backward). (a–c) Distribution spatiale des 1595 particules retenues, avec leurs positions initiales en rouge (jour 1) et leurs positions finales en bleu dans le tourbillon anticyclonique (jour 23). (d) Évolution de la PVa moyenne sur ces particules présentant une corrélation positive entre PVa_{model} et $PVa_{diagnostic}$. La courbe bleue pleine représente PVa_{model} , calculée à partir de la PV rescalée à laquelle on retranche la vortacité planétaire ($PVa_{model} = PV_{rescalée} - f$). L’ombrage bleu indique l’écart-type sur l’ensemble des particules. La courbe rouge (verte) correspond à la contribution du mélange (friction), obtenue par intégration temporelle de leur tendance respective (équation II.15). La courbe bleue pointillée ($PVa_{diagnostic}$) est la somme des contributions du mélange et de la friction. (e) Même diagnostic que (d), mais appliqué uniquement aux 366 particules (soit 18 % des 2000 initialement injectées) dont la corrélation entre PVa_{model} et $PVa_{diagnostic}$ est supérieure à 0.9.

$PVa < -10^{-5} s^{-1}$. À la fin de la simulation, seules les particules dont la corrélation entre PVa_{model} et $PVa_{diagnostic}$ est positive sont conservées, soit 1595 particules (80 % du total, Figure V.4a–c).

Au jour 23, ces particules occupent un volume centré en $(X_i = 210 km, Y_i = 233 km, Z_i = -80 m)$, s’étendant verticalement de $Z_i + 50 m$ à $Z_i - 50 m$ et horizontalement sur un rayon d’environ 10 km (Figure V.4b,c). Elles sont ensuite suivies en amont (backward) jusqu’au jour 1, avec une résolution temporelle de 10 minutes, en enregistrant leurs positions (X, Y, Z) , ainsi que leurs PVa_{model} et $PVa_{diagnostic}$. Ce dernier est obtenu en intégrant dans le temps, pour chaque particule, les tendances de PV liées à la friction et au mélange (équation II.15). La moyenne particulière de ces termes est présentée en Figure V.4d,e.

Au jour 1, les particules destinées à être piégées dans le tourbillon au jour 23 sont réparties sur

tout le canal, mais proviennent majoritairement de l'ouest du vortex, et sont confinées à la frontière nord dans une bande de 30 km vers le sud, proche du rayon de déformation de Rossby $R_d \simeq 23 \text{ km}$ (Figure V.4a–c). Elles sont ensuite advectées vers la surface et se retrouvent, au jour 23, à des profondeurs plus faibles qu'initialement (jour 1), en raison de l'upwelling (Figure V.4b,c). L'évaluation de la cohérence entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$ révèle une correspondance remarquable jusqu'au jour 16, après quoi $PVa_{\text{diagnostic}}$ commence à diverger de PVa_{model} lorsque la contribution du mélange (PVa_{Mixing}) devient importante (Figure V.4d). En revanche, la composante frictionnelle (PVa_{Friction}) reste bien alignée avec PVa_{model} , confirmant que la génération du tourbillon anticyclonique est principalement due à la friction verticale produisant une PVa négative. L'écart entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$ atteint environ 10^{-5} s^{-1} au jour 23. Ces différences apparaissent lorsque la dynamique turbulente tridimensionnelle devient prépondérante et génère des structures de fines échelles (de sous-maille), ce qui accroît les incertitudes numériques dans le calcul des trajectoires et des bilans de PV.

En restreignant l'analyse aux particules dont la corrélation entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$ dépasse 0.9 (Figure V.4e), la cohérence s'améliore nettement et le décrochage de $PVa_{\text{diagnostic}}$ de la PVa_{model} n'apparaît qu'au jour 19, soit trois jours plus tard que dans la Figure V.4d. Dans ce cas, l'écart entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$ lorsque le mélange devient significatif est réduit à l'ordre de 10^{-6} s^{-1} . A noter que nos résultats ne sont pas altérés lorsqu'on considère d'autres tourbillons anticycloniques. Le même seuil de corrélation (0.9) utilisé dans Morel et al. (2023) montre une bonne concordance avec nos résultats (leur Figure 11). Toutefois, dans Morel et al. (2023) avec CROCO, plus de 63 % des particules initiales atteignent ce seuil, contre seulement 18 % dans notre cas avec NEMO. Même si la performance est meilleure avec CROCO, nos résultats confirment qu'avec NEMO on peut trouver une cohérence satisfaisante entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$, validant ainsi la fermeture du bilan de PV. Ce qui nous motive à appliquer ces diagnostics dans la simulation réaliste pour analyser les mécanismes de génération des tourbillons dans l'upwelling du NGG.

V.3 Mécanisme de Génération de Tourbillon : Simulation réaliste

Dans cette section, nous appliquons à la simulation réaliste les mêmes diagnostics (section V.2.2) de PVa_{model} et de $PVa_{\text{diagnostic}}$. Nous nous concentrons sur la cellule d'upwelling du Ghana déjà étudié dans le chapitre III. Dans cette région, au cours de la saison d'upwelling (JASO),

les tourbillons cycloniques de mésoéchelle apparaissent généralement soit en début de saison (juillet), soit en fin de saison (septembre–octobre, voir Chapitre III, Figure S5-Box2). À l'aide de l'algorithme de détection de tourbillons (section II.3.1.1), nous avons identifié deux tourbillons cycloniques en 2016 : (i) un premier détecté au jour 196 (14 juillet), déjà étudié au Chapitre III dans le cadre du bilan thermique, d'une durée de vie d'un mois, nommé *CJ* (situé entre 2°W et 2°E, Figure V.5a) ; (ii) un second détecté au jour 269 (25 septembre), d'une durée de vie de 48 jours, nommé *CS* (entre 3°W et 0°E, Figure V.7a). Nous analysons ci-après leurs mécanismes de génération à travers un bilan de PV.

V.3.1 Génération du cyclone *CJ*

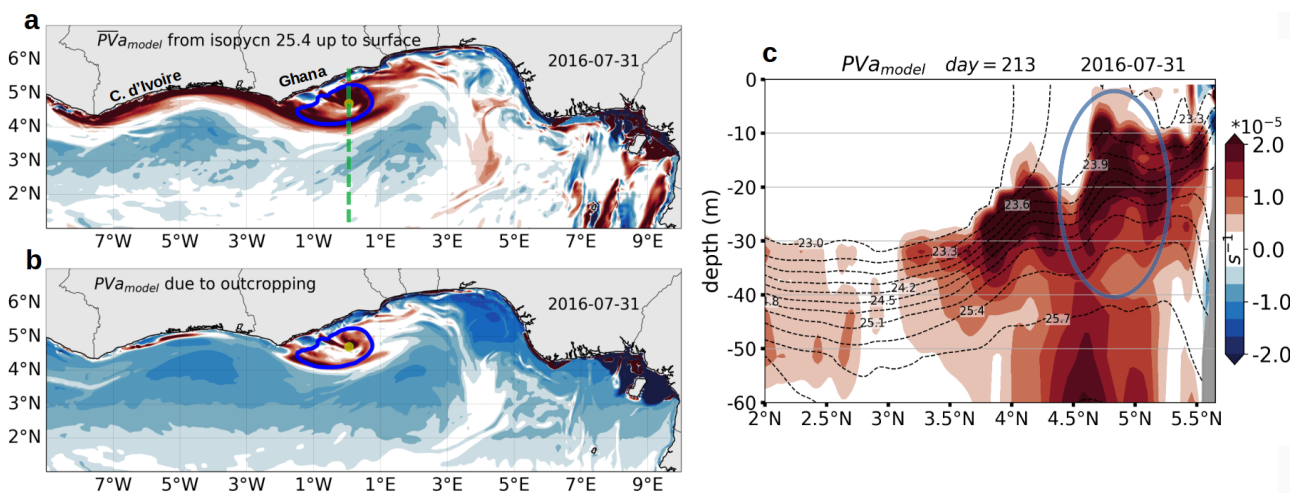


Figure V.5 – (a) \overline{PVa}_{model} au jour 213 (31-07-2016), intégrée entre l'isopycne 1025.4 kg.m^{-3} et la surface (cf. équation II.13), le contour fermé en bleu et le point en jaune sont respectivement, le bord et le centre du tourbillon vu de l'algorithme de détection tourbillon à travers l'ADT du modèle (section II.3.1.1) ; (b) la PVa_{model} due à l'outcropping des isopycnes ; (c) coupe verticale de la PVa_{model} le long de la longitude 0.2°E , trait vert en pointillé sur (a), passant dans le cœur du cyclone. Les contours en pointillés sont les isopycnes ou iso-densité à des intervalles de 0.3 kg.m^{-3} .

La Figure V.5a illustre la \overline{PVa}_{model} intégrée entre l'isopycne 1025.4 kg.m^{-3} et la surface (équation II.13) au jour 213 (31/07/2016). Le contour bleu et le point jaune indiquent respectivement le bord et le centre du tourbillon *CJ*, vu par l'algorithme de détection de tourbillon à travers l'ADT (section II.3.1.1) au jour 213. La Figure V.5b met en évidence la contribution positive de l'effet d'outcropping (équation II.13) dans les cellules d'upwelling du Ghana et de Côte d'Ivoire. Enfin, la Figure V.5c montre la structure verticale de la PVa_{model} le long de la longitude 0.2°E (trait vert pointillé, Figure V.5a), traversant le cœur du vortex. Le tourbillon *CJ*, cyclonique, est piégé

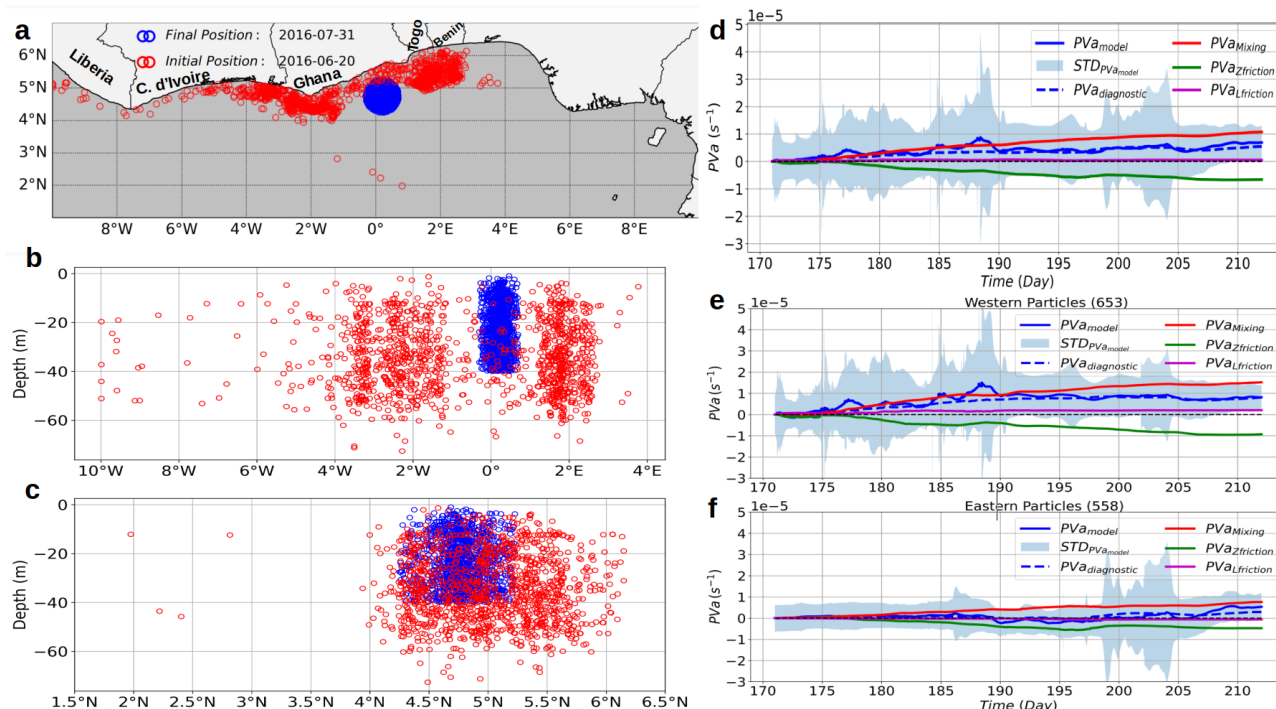


Figure V.6 – Simulation lagrangienne en amont (backward). (a–c) Distribution spatiale des 1211 particules retenues, avec leurs positions initiales (jour 171) en rouge et leurs positions finales (jour 213) en bleu dans le tourbillon cyclonique. (d) Évolution de la PV_a moyenne sur ces particules présentant une corrélation positive entre PV_{a_model} et $PV_{a_diagnostic}$. La courbe bleue pleine représente PV_{a_model} , calculée à partir de la PV rescalée à laquelle on retranche la vorticité planétaire ($PV_{a_model} = PV_{rescalée} - f$). L'ombrage bleu indique l'écart-type sur l'ensemble des particules. La courbe rouge (verte, magenta) correspond à la contribution du mélange (friction verticale, friction latérale), obtenue par intégration temporelle de leur tendance respective (équation II.15). La courbe bleue pointillée ($PV_{a_diagnostic}$) est la somme des contributions du mélange et de la friction. (e) et (f) Même diagnostic que (d), mais pour les particules qui viennent des cellules d'upwelling de la Côte d'Ivoire et du Ghana (e) à l'ouest de 0° , et du Bénin-Togo (f), à l'est de 0° .

durant toute sa durée de vie entre la côte ghanéenne et le courant de Guinée, qui circule vers l'est entre $2^\circ N$ et $4^\circ N$ et se présentant sous forme d'un tapis négatif de $\overline{PV_{a_model}}$ (Figure V.5a). Le *CJ* a un rayon moyen de 73 km , une amplitude de 2 cm , et une PV_{a_model} positive supérieure à $2 \cdot 10^{-5}\text{ s}^{-1}$, dont le maximum est situé vers -20 m de profondeur (Figure V.5c). L'outcropping contribue de manière non négligeable à la $\overline{PV_{a_model}}$, en particulier au bord sud du vortex, autour de $4^\circ N$, ainsi qu'en son centre (Figure V.5b), mais la PV à l'intérieur de la colonne d'eau domine le signal moyen.

Pour étudier l'origine de ces anomalies de PV dans la colonne d'eau, plus de 2000 particules ont été injectées dans le cœur du *CJ* au jour 213 (contour fermé bleu, Figures V.5c et V.6a), chacune ayant une $PV_{a_model} > 0.5 \cdot 10^{-5}\text{ s}^{-1}$ afin d'assurer une anomalie significative de PV. La simulation

lagrangienne backward a été lancée du jour 213 (31/07/2016) jusqu'au jour 171 (20/06/2016), soit 42 jours, avec une résolution temporelle de 15 minutes. Seules 1211 particules (61 %) sont conservées. Nous avons éliminé d'une part celles dont la corrélation entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$ est négative. D'autres sont éliminées à cause de trajectoires incomplètes (NaN), souvent dues à des échouages côtiers (aucune condition de rapatriement dans le bassin n'étant imposée aux frontières). La Figure V.6a montre qu'au jour 171, les particules retenues sont réparties le long de la côte du NGG, depuis le Liberia jusqu'au Bénin. Elles se divisent en deux groupes : – un groupe « ouest », provenant principalement des eaux du Liberia et des cellules d'upwelling de Côte d'Ivoire et du Ghana ; – un groupe « est », issu des eaux béninoises et togolaises (Figure V.6a,b). Ces résultats sont en accord avec l'outil lagrangien Parcels (section II.3.1.4) utilisé dans le Chapitre III, Figure 8. Au jour 213, 92 % des particules se retrouvent à des profondeurs plus faibles qu'au jour 171, suggérant ainsi leur advection vers la surface par le *CJ* (Figure V.6b-c). La cohérence entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$ est globalement satisfaisante (Figure V.6d). Les deux courbes se superposent bien, sauf entre les jours 185 et 190, où la forte variabilité ($STD_{PVa_{\text{model}}} > 4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) des particules introduit des erreurs numériques, entraînant une sous-estimation de $PVa_{\text{diagnostic}}$. Ces erreurs concernent surtout les particules du groupe ouest (Figure V.6e,f).

L'analyse des contributions montre que le *CJ* est généré principalement par le mélange diapycnal, qui induit une PVa_{model} positive (Figure V.6d). La friction verticale joue également un rôle, compensant environ la moitié de l'anomalie de PV produite par le mélange, tandis que la friction latérale a une contribution négligeable. En distinguant les particules d'ouest (Côte d'Ivoire et Ghana) de celles d'est (Bénin, Togo), on constate que l'anomalie de PV du *CJ* est essentiellement due au mélange diapycnal des eaux d'upwelling du Ghana et de Côte d'Ivoire (Figure V.6e,f). Les particules béninoises et togolaises, quant à elles, conservent une PVa quasi nulle entre les jours 171 et 205, et ne gagnent une PVa positive qu'après leur advection dans le vortex, à partir du jour 205 (Figure V.6f). Enfin, bien que faible, la contribution positive de la friction latérale (voir Figure V.6e) suggère un effet du frottement de fond sur les particules du groupe ouest avec la côte, en particulier au niveau des caps Three Points (Ghana) et Palmas (Liberia–Côte d'Ivoire), où ces particules sont localisées dans des zones de faibles profondeurs (Figure V.5a).

V.3.2 Génération du cyclone CS

Nous nous intéressons ici à un des tourbillons qui naissent en fin de saison d'upwelling, entre septembre et octobre, dans la cellule d'upwelling du Ghana (voir Chapitre III, Figure S5-Box 2). Il s'agit du cyclone que nous avons nommé CS, détecté le 25 septembre 2016 au sud du cap Three Points (Ghana), entre 3°W et 0°E (Figure V.7a). Le CS a une durée de vie de 48 jours, un rayon moyen de 112 km et une amplitude moyenne de 3.2 cm, calculés à partir de l'algorithme de détection de tourbillon (section II.3.1.1). La Figure V.7a montre la $\overline{PVa}_{\text{model}}$ intégrée entre l'isopycne 1025.4 kg.m⁻³ et la surface, au jour 300 (26/10/2016). Le contour bleu fermé et le point jaune marquent respectivement le bord et le centre du tourbillon, vus de l'algorithme de détection à partir de l'ADT (section II.3.1.1). L'outcropping ne contribue pas à la PVa_{model} positive associée au vortex (Figure V.7b). La structure verticale de la PVa_{model} le long de la longitude 1.5°W (trait vert pointillé, Figure V.7a) indique un maximum à environ -30 m de profondeur, correspondant au cœur du CS (Figure V.7c). Au jour 300, 2000 particules sont injectées dans le cœur du tour-

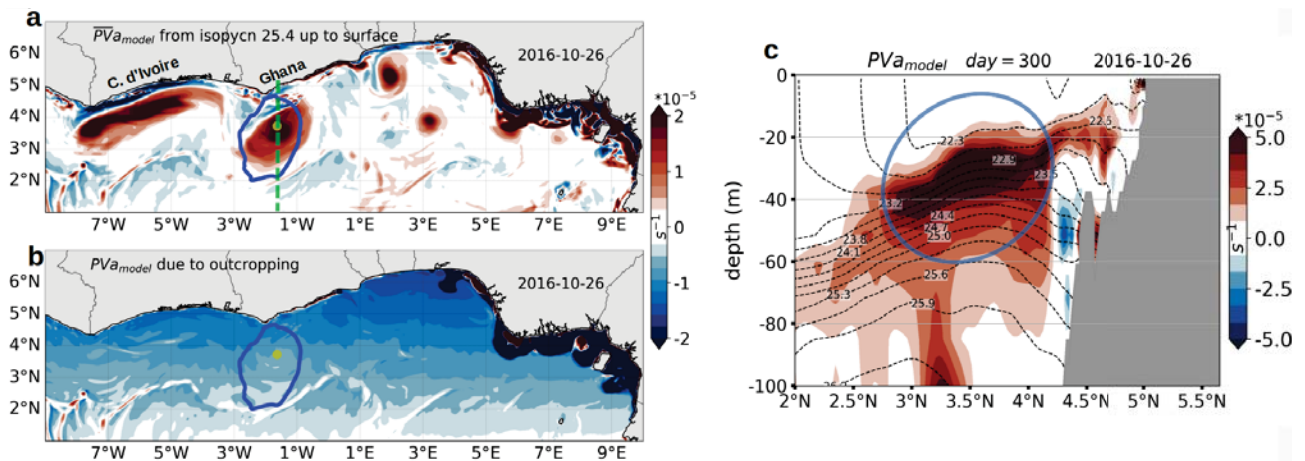


Figure V.7 – (a) $\overline{PVa}_{\text{model}}$ au jour 300 (26-10-2016), intégrée entre l'isopycne 1025.4 kg.m⁻³ et la surface (cf. équation II.13), le contour fermé en bleu et le point en jaune sont respectivement, le bord et le centre du tourbillon vus de l'algorithme de détection tourbillon à travers l'ADT (section II.3.1.1); (b) la PVa_{model} due à l'outcropping des isopycnes (cf. équation II.13); (c) coupe verticale de la PVa_{model} le long de la longitude 1.5°W, trait vert en pointillé sur (a), passant dans le cœur du cyclone. Les contours en pointillés sont les isopycnes ou iso-densité à des intervalles de 0.3 kg.m⁻³.

billon (contour bleu, Figure V.7c), chacune ayant une $PVa_{\text{model}} > 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ afin de garantir une anomalie significative de PV. La simulation lagrangienne backward est effectuée du 26/10/2016 (jour 300) au 14/08/2016 (jour 227), soit 73 jours, avec une résolution temporelle de 15 minutes. À l'issue de la simulation, seules les particules présentant une corrélation positive entre

PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$, et sans valeurs indéfinies (NaN) dans leurs trajectoires, sont retenues (comme décrit en section V.3.1). Cela représente 1095 particules, soit 55% du total initial. Leur distribution est illustrée en Figure V.8a–c. Ces particules proviennent majoritairement du Libéria et de la Côte d’Ivoire (entre 10°W et 3°W), avec quelques trajectoires situées plus au large, au sud de 3°N (Figure V.8a). Elles se concentrent presque toutes dans les 60 premiers mètres de la colonne d’eau (Figure V.8b–c). Contrairement au cas du cyclone *CJ* (section V.3.1), 58% des particules se retrouvent, au jour 300 (26/10/2016), à des profondeurs plus importantes que leur position initiale au jour 227 (14/08/2016), révélant un processus de subduction. Cette subduction pourrait s’expliquer par le fait que l’upwelling de la côte d’Ivoire, d’où proviennent ces particules, est plus intense en août qu’entre septembre et octobre (Djakouré et al., 2017). Ainsi, au jour 227, l’upwelling favoriserait leur remontée vers la surface, puis leur éloignement de la côte engendrerait une subduction vers leur niveau d’origine, avant entrée dans la zone d’upwelling. La Figure V.8d montre que l’anomalie positive de PV associée au CS, et donc à sa génération, est entièrement expliquée par le mélange diapycnal. Les contributions de la friction latérale et

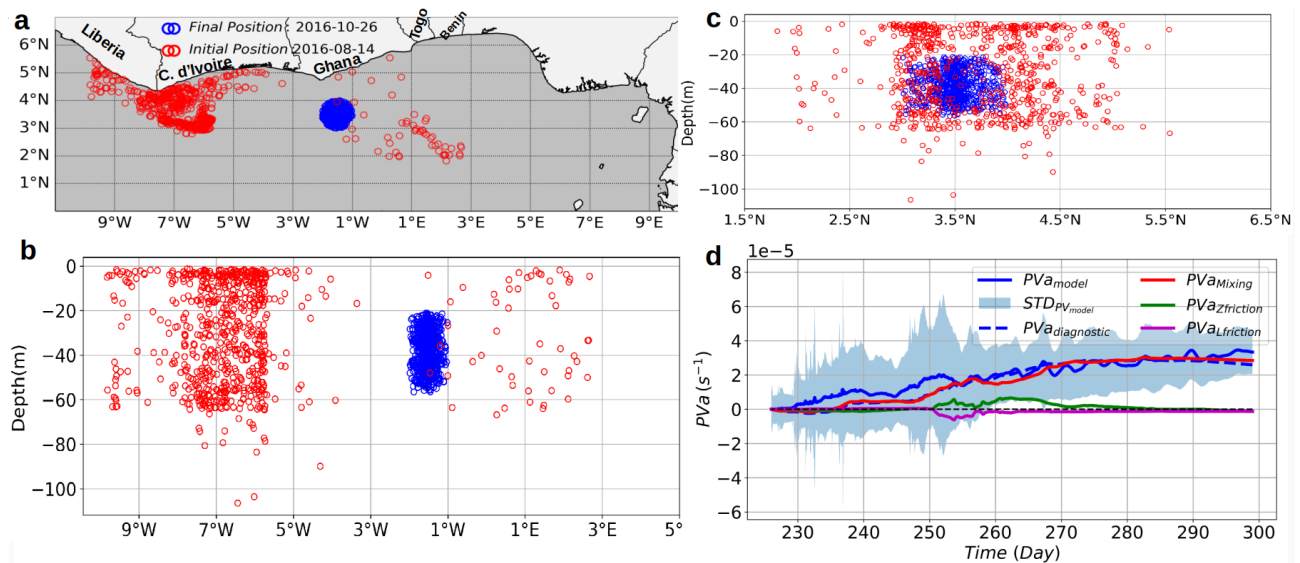


Figure V.8 – Simulation lagrangienne en amont (backward). (a–c) Distribution spatiale des 1095 particules retenues, avec leurs positions initiales en rouge et leurs positions finales en bleu dans le tourbillon cyclonique. (d) Évolution de la PVa moyenne sur ces particules présentant une corrélation positive entre PVa_{model} et $PVa_{\text{diagnostic}}$. La courbe bleue pleine représente PVa_{model} , calculée à partir de la PV rescalée à laquelle on retranche la vorticité planétaire ($PVa_{\text{model}} = PV_{\text{rescalée}} - f$). L’ombrage bleu indique l’écart-type sur l’ensemble des particules. La courbe rouge (verte, magenta) correspond à la contribution du mélange (friction verticale, friction latérale), obtenue par intégration temporelle de leur tendance respective ( quation II.15). La courbe bleue pointillée ($PVa_{\text{diagnostic}}$) est la somme des contributions du mélange et de la friction.

V.4 Conclusion et Perspectives

Dans ce chapitre, nous avons examiné les mécanismes physiques impliqués dans la génération des tourbillons de mésoéchelle dans le NGG, en utilisant un bilan de vorticité potentielle (PV). Nous avons tout d'abord reproduit dans NEMO la configuration idéalisée de [Morel et al. \(2023\)](#) obtenue avec CROCO, afin de valider la capacité du modèle NEMO à reproduire les diagnostics de PV. Nos résultats sont cohérents avec ceux de [Morel et al. \(2023\)](#), notamment en ce qui concerne la fermeture du bilan de PV. Ces diagnostics ont ensuite été appliqués dans un cadre réaliste pour évaluer les processus non conservatifs responsables de la formation des tourbillons cycloniques dans la cellule d'upwelling du Ghana. Dans cette région, les tourbillons cycloniques de mésoéchelle apparaissent généralement au début (juillet) et à la fin (septembre-octobre) de la saison d'upwelling côtier (Chapitre III Figure S5-Box2). Deux cas de vortex de l'année 2016 ont été  tu-di s : un cyclone formé en début de saison d'upwelling, le 14 juillet (*CJ*) et un autre en fin de saison d'upwelling, le 25 septembre (*CS*).

Le cyclone *CJ*, détecté entre 2 W et 2 E, a une durée de vie d'environ un mois et se caractérise par un rayon moyen de 73 km et une amplitude moyenne de 2 cm. L'analyse lagrangienne révèle que les masses d'eau constituant son coeur proviennent à la fois des cellules d'upwelling de Côte d'Ivoire et du Ghana, ainsi que du Bénin et du Togo. La génération du *CJ* est dominée par le mélange diapycnal, qui produit une PV_a positive. Toutefois, la friction verticale joue un rôle important puisqu'elle compense environ la moitié de l'anomalie de PV_a produite par le mélange. Le cyclone *CS*, détecté entre 3 W et 0 E au sud du cap Three Points, présente une durée de vie de 48 jours, un rayon moyen de 112 km et une amplitude moyenne de 3.2 cm. Les masses d'eau qui le constituent proviennent principalement du Liberia et de la Côte d'Ivoire (région du cap Palmas), avec une contribution plus limitée des eaux océaniques du large situées au sud de 3 N. La génération du cyclone *CS* est entièrement attribuable au mélange diapycnal qui crée de la PV_a positive, la friction verticale et latérale ayant un effet quasi nul.

En résumé, nos résultats montrent que le mélange diapycnal constitue le mécanisme principal de génération des tourbillons cycloniques de mésoéchelle dans la cellule d'upwelling du Ghana, tandis que la friction verticale peut, dans certains cas, moduler ou compenser partiellement cette dynamique. Il convient de rappeler que le mélange et la friction sont représentés dans les modèles par des paramétrisations de diffusion des traceurs et du moment, qui reposent sur des schémas numériques spécifiques (GLS dans notre cas, KPP dans celui de [Morel et al., 2023](#)). Le choix de

ces paramétrisations n'est donc pas neutre, puisqu'il peut influencer la création d'anomalies de PV et, par conséquent, la dynamique (sub)mésoéchelle simulée.

En perspective, un prolongement naturel de ce travail serait d'ensemencer l'ensemble du bassin en particules afin d'identifier celles piégées dans les tourbillons détectés sur une période donnée, et ensuite de faire leur suivi lagrangien à travers les termes de productions de PV. Cela permettrait de dresser un bilan exhaustif des processus non conservatifs — mélange diapycnal, friction verticale et latérale — responsables de la génération de l'ensemble des tourbillons de mésoéchelle dans le NGG et d'en tirer des conclusions plus générales. Enfin, cette étude pourrait compléter celle de [Aguedjou et al. \(2021\)](#), qui, à partir de profils θ/S de flotteurs Argo, ont cherché à identifier les processus générateurs des tourbillons nouvellement formés dans l'Atlantique tropical Nord-Ouest. Dans leur approche, les tourbillons présentant une anomalie significative en θ/S seraient associés au mélange diapycnal ou à l'advection isopycnale, tandis que ceux générés par la friction, bien que présentant une anomalie de PV, ne montreraient pas de signature en θ/S . Grâce à nos diagnostics appliqués à NEMO, il serait possible de tester ces hypothèses de manière quantitative et de valider, en partie, l'approche de [Aguedjou et al. \(2021\)](#), contribuant ainsi à renforcer la robustesse des diagnostics de PV dans le modèle numérique NEMO.

Chapitre VI

Conclusion générale et Perspectives

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la dynamique de mésoéchelle dans le Nord du Golfe de Guinée (NGG), en examinant à la fois la dynamique non linéaire, associée aux tourbillons de mésoéchelle, et la dynamique linéaire, liée aux ondes intra-saisonniers piégées à la côte (CTWs) forcées depuis l'équateur. L'ensemble de l'étude repose principalement sur une simulation numérique régionale réaliste à haute résolution avec le modèle NEMO ($1/36^\circ$), couvrant la période 2007–2017, rigoureusement validée avec des observations *satellitaires* et *in situ* dans la région du NGG.

Dans un premier temps, nous avons procédé à la validation du modèle réaliste avec différents jeux de données *satellitaires* et *in situ*. Les résultats ont montré que le modèle est capable de reproduire les principales caractéristiques dynamiques et physiques du NGG, notamment pendant la grande saison d'upwelling (JASO). Toutefois, il est à noter quelques biais entre le modèle et les observations qui dépendent des jeux de données utilisés pour la comparaison. Des biais chauds du modèle pour la température de surface de la mer (SST) allant de 0.03°C à 0.6°C sont notés. Le champ de salinité de surface (SSS) du modèle est relativement moins salé que les observations avec des biais de -0.52 à -0.15 . Le modèle reproduit bien la hauteur dynamique absolue (ADT), avec un biais de seulement 0.2 mm par rapport à l'altimétrie, et les courants de surface, avec un biais d'environ $4\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ par rapport aux bouées dérivantes.

L'extraction des tourbillons dans le NGG a permis d'identifier 38 trajectoires de cyclones et 35 d'anticyclones dans le modèle pendant JASO sur la période 2007-2017, contre respectivement 22 et 34 détectées dans l'altimétrie. Ces structures tourbillonnaires présentent un rayon moyen de 95 km pour les cyclones et 125 km pour les anticyclones. Leur durée de vie moyenne est de l'ordre du mois pour des amplitudes moyennes comprises entre 1 cm et 2 cm . La quasi-totalité (98%) des anticyclones du modèle résultent d'instabilités barotropes, tandis qu'environ 26% des cyclones sont associés à des instabilités baroclines en utilisant le critère de stabilité de [Charney and Stern \(1962\)](#). Afin d'étudier un possible impact de ces tourbillons sur l'upwelling côtier, nous avons étudié un cas d'événement de mésoéchelle. Il s'agit d'un tourbillon cyclonique, détecté dans la cellule d'upwelling du Ghana pendant la saison d'upwelling JASO de l'été 2016, du 14 Juillet au

13 Août. C'est un cyclone de surface quasi stationnaire d'un rayon moyen de 73 km, d'une durée de vie d'un mois pour une amplitude moyenne de 2 cm. L'analyse lagrangienne des masses d'eau piégées dans ce cyclone, révèlent que les eaux du tourbillon viennent des cellules d'upwelling de la Côte d'Ivoire et du Ghana à l'ouest et à l'est du cap Three Points. Ces eaux étaient initialement froides (23°C) et salées (35.6) et à des profondeurs comprises entre 15–30 m ; et une fois dans le tourbillon cyclonique de surface, elles sont réchauffées et dessalées par les flux océan-atmosphère et par mélange avec les eaux du large plus chaudes et moins salées. L'analyse du bilan thermique montre que ce tourbillon a un double effet sur l'upwelling : (i) du 14 juillet au 26 juillet, le tourbillon renforce l'upwelling en étendant les eaux froides et salées de l'upwelling vers le large ; (ii) du 27 juillet à sa dissipation, le tourbillon inhibe le développement de cet upwelling par une advection de masses d'eau chaudes du large qui entrent par la frontière est de la cellule d'upwelling du Ghana. En résumé, à l'échelle intra-saisonnière, ces tourbillons peuvent moduler l'upwelling du NGG soit en le renforçant ou en l'affaiblissant.

Par ailleurs, la *détection* des tourbillons de mésoéchelle a montré que les cyclones formés dans ou près de la cellule d'upwelling du Ghana, naissent au début (juillet) ou à la fin (septembre ou octobre) de la saison d'upwelling (JASO) dans le NGG. Afin d'étudier leur mécanismes de génération, deux cas de cyclones sont analysés grâce à un bilan de vorticité potentielle (PV) prenant en compte les processus non conservatifs dont le mélange diapycnal et la friction. Le premier cyclone est détecté le 14 juillet 2016 en début de saison d'upwelling, il s'agit du tourbillon cyclonique que nous avons étudié en détail avec un bilan thermique dans la première partie de mes résultats de thèse (Thiam et al., 2024). Le second cyclone est détecté le 25 septembre 2016, en fin de saison d'upwelling, et possède une durée de vie d'environ 48 jours. Les diagnostics basés sur le bilan de PV ont révélé que le mélange diapycnal constitue le mécanisme dominant de leur génération, même si la friction peut compenser de moitié l'effet du mélange.

Une autre partie de ma thèse concerne la dynamique linéaire des ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) et des ondes côtières piégées (CTWs) le long de la côte ouest africaine, en particulier du NGG. La propagation des ondes océaniques entraîne le déplacement vertical des isopycnes. Ce qui induit des variations stériques de la hauteur d'eau directement observables sur l'anomalie du niveau de la mer (SLA). Ainsi, la SLA (du modèle et satellitaire) est utilisée comme traceur de la propagation de ces ondes. L'analyse fréquentielle de la SLA dans les guides d'ondes équatoriale, de la baie de Biafra et du NGG, a révélé que la majeure partie de l'énergie intra-saisonnière de

la SLA est concentrée dans la bande de fréquence 40 – 80 jours avec un maximum d'énergie autour de 58 jours. Un filtre passe-bande 40 – 80 jours met en évidence la propagation de ces ondes le long de l'équateur sous forme de EKW qui se propagent vers l'est à une vitesse de phase de 1.28 m.s^{-1} . Une fois que les EKW atteignent la côte ouest africaine, une partie importante de leur énergie est piégée le long de la côte en se propageant sous forme de CTWs vers le pôle nord (et vers le pôle sud mais non étudiés dans cette thèse centrée sur le NGG) à la vitesse 0.85 m.s^{-1} le long de la côte du NGG ; l'autre partie de leur énergie est réfléchiée sous forme d'ondes de Rossby équatoriales (ERWs). Les CTWs de downwelling atteignent l'upwelling du Ghana ($2^\circ\text{W} - 1^\circ\text{E}$) environ 22 jours après le pic des EKW à 0°E . Elles induisent dans cet upwelling des amplitudes de SLA supérieures à 1 cm. Huit jours après leur passage, les CTWs induisent dans la cellule d'upwelling du Ghana des maxima d'anomalies de température de la mer (STAs) de 0.5°C près de la thermocline (20 – 25 m) et de 0.3°C à la base de la couche de mélange (15 – 18 m). Cependant dans la cellule d'upwelling de la Côte d'Ivoire, les variabilités de la SLA de l'ordre de 1 cm et de la STA de l'ordre de 0.5°C observées, sont la signature d'une interaction entre les CTWs de downwelling et un tourbillon anticyclone existant avant l'arrivée des CTWs dans la cellule d'upwelling de la Côte d'Ivoire. L'évaluation du bilan thermique calculé avec le modèle dans la cellule d'upwelling du Ghana, montre que les STAs chaudes en subsurface sont expliquées à 92 % par l'advection verticale. Dans l'advection verticale de température, 63 % sont dues à l'advection de la température basse fréquence par l'anomalie de vitesse verticale induite par les CTWs ; et les 37 % restants proviennent de l'advection de l'anomalie de température associée aux CTWs par la vitesse verticale basse fréquence. Le réchauffement induit par l'advection verticale est principalement localisée entre la profondeur de la couche de mélange (MLD) et ~ 40 m de profondeur, juste en dessous de la thermocline. Cependant l'anomalie en SST associée à la propagation des CTWs est faible en raison de la perte de chaleur en surface sous forme de flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère, de l'ordre de 8 W.m^{-2} (Thiam et al., 2025).

En Conclusion, cette thèse a permis de :

- mettre au point et de valider une simulation haute résolution réaliste de la dynamique du NGG ;
- caractériser systématiquement l'occurrence, les propriétés et un impact potentiel des tourbillons de mésoéchelle sur l'upwelling du Ghana ;

- mettre au point un bilan de PV (et vérifier sa fermeture) pour l'étude des processus responsables de la génération des tourbillons dans le NGG ;
- identifier le rôle dominant du mélange diapycnal, et dans une moindre mesure de la friction verticale, dans la génération des tourbillons dans l'upwelling du Ghana ;
- mettre en évidence l'influence des ondes côtières forcées depuis l'équateur sur la variabilité intra-saisonnière de l'upwelling du NGG, les mécanismes physiques par lesquels elles impactent cet upwelling.

Perspectives : Ce travail ouvre plusieurs pistes de recherche notamment sur la dynamique de mésoéchelle et submésoéchelle, leurs impacts sur la biogéochimie et leur couplage avec l'atmosphère :

Dynamique de mésoéchelle et submésoéchelle dans le NGG :

Il serait intéressant d'étudier d'autres événements tourbillonnaires dans l'upwelling afin de pouvoir généraliser nos résultats (Thiam et al., 2024) ou de mettre en lumière d'autres processus par lesquels ces tourbillons pourraient influencer l'upwelling du NGG. Nous avons observé des signaux thermiques associées aux CTWs et aux tourbillons dans l'upwelling côtier du NGG (Thiam et al., 2024, 2025). Alors, il serait intéressant de quantifier le rôle respectif des tourbillons et des CTWs sur le bilan thermique et salin de l'upwelling côtier dans le NGG pendant la période d'upwelling (JASO).

Les tourbillons anticycloniques de durées plus longues générés principalement aux latitudes du courant de Guinée pourraient aussi jouer un rôle dans les échanges côte-large, comme mis en évidence pour le cas du cyclone en Juillet 2016 étudié dans le chapitre III de ma thèse (Thiam et al., 2024).

En perspective des travaux effectués sur les processus responsables de la génération des tourbillons à travers le bilan de PV, il serait intéressant d'ensemencer l'ensemble du bassin du NGG en particules afin d'identifier celles piégées dans les tourbillons détectés sur toute la période de simulation du modèle 2007–2017, et ensuite de faire le diagnostic lagrangien des termes de productions de PV. Cela permettrait d'identifier et d'évaluer sur toute la période de simulation, les processus non conservatifs de production de PV dont le mélange diapycnal, la friction verticale

et latérale, responsables de la génération des tourbillons de mésoéchelle dans le NGG et ainsi de généraliser nos résultats obtenus à partir de deux cas d'étude.

Il serait aussi intéressant d'étudier les forçages de génération de tourbillon dans le NGG en dehors de la période de l'upwelling côtier estival afin de comparer le rôle des conditions océaniques et atmosphériques dans la génération des tourbillons notamment cycloniques entre la période de l'upwelling côtier (JASO) et en dehors de cette période.

Des perspectives plus axées sur les méthodes numériques utilisées dans les modèles NEMO et CROCO, notamment sur la paramétrisation du mélange vertical pourraient aussi être utiles afin de comprendre les différences trouvées entre les modèles NEMO et CROCO pour l'analyse du bilan de PV dans la simulation idéalisée d'upwelling côtier de [Morel et al. \(2023\)](#).

Une autre perspective concerne l'utilisation des nouvelles données satellitaires SWOT (*Surface Water and Ocean Topography*) d'altimétrie bidimensionnelles, dont le satellite a été lancé en décembre 2022, pour l'étude de la dynamique méso et submésoéchelle dans le NGG. En effet, ces

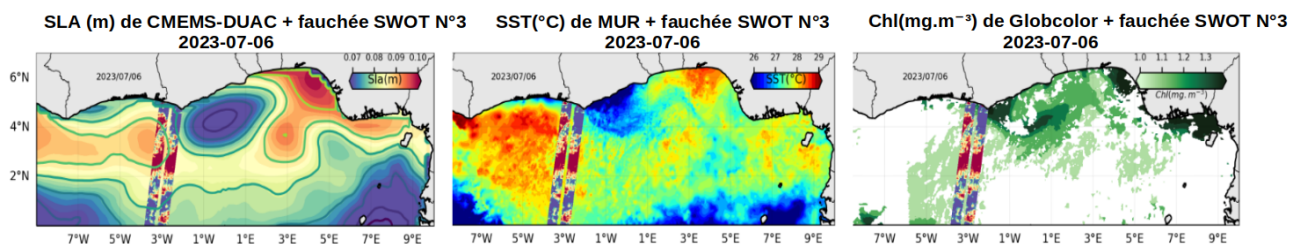


Figure VI.1 – (à gauche) Fauchée SWOT (N³) au large d'Abidjan dans l'upwelling côtier Côte d'Ivoire/Ghana dans le NGG pour le 6 Juillet 2023 pendant la fast sampling phase avec les données CMEMS-DUACS (Section II.2.3) en fond de carte. (au milieu) même chose pour la SST (MUR, section II.2.1). (à droite) même chose pour les concentrations de surface en chlorophylle (GlobColor).

données permettent d'étudier pour la première fois les structures de fines échelles jusqu'à des échelles de ~ 10 km (petits tourbillons, fronts) pour les données à 2 km de résolution et jusqu'à 1 km avec les données à 250 m de résolution (filaments, ondes internes de marées, etc.) (e.g., [Morrow et al., 2019](#); [Wang et al., 2025](#)). Voici un exemple (Figure VI.1) du potentiel des données SWOT à 2 km combinées avec d'autres données satellitaires dans le NGG. Un tourbillon cyclonique (correspondant au *CJ* de l'année 2023, voir section V.3.1) dans l'upwelling côtier du NGG est visible dans les données CMEMS-DUACS et aussi dans la partie Est côtière de la fauchée SWOT, associé à des SST plus froides (données satellitaires MUR dans l'Infra-Rouge Thermique (IRT)) et à des concentrations en chlorophylle (données satellitaires de couleur de l'eau) plus élevées

(Figure VI.1). Ces données SWOT 2D à fine échelle spatiale mais aussi les données d'altimétrie 1D (CMEMS-DUACS) utilisées pendant ma thèse, provenant de capteurs radars sont précieuses en raison du faible nombre de données in situ dans le NGG en lien avec la piraterie en mer et donc un manque de campagnes en mer dans cette région océanique. De plus la présence de la zone de convergence inter-tropicale (ITCZ) ne permet pas d'obtenir une bonne densité de données satellitaires dans le visible (couleur de l'eau), et dans une moindre mesure des données satellitaires dans l'IRT, ce qui n'est pas le cas des données radar peu sensibles à la couverture nuageuse. Ces nouvelles données SWOT permettent d'étudier des tourbillons de petites tailles tels que ceux détectés dans la simulation numérique réaliste au $1/36^\circ$ utilisée pendant ma thèse et notamment d'effectuer une validation pour les tourbillons de petites tailles ($< 50 - 100$ km) dans le NGG. Une autre potentialité des données SWOT serait d'étudier les ondes internes de marées (ITW) dans le NGG très peu connues. En effet, plusieurs études récentes montrent la possibilité d'étudier les ITWs grâce aux données SWOT (e.g., Tchilibou et al., 2025). Elles pourraient jouer un rôle dans le bilan thermique de l'upwelling côtier du NGG comme montré dans d'autres zones notamment au large de l'Amazonie (Assene et al., 2024).

Une autre mission spatiale CNES/IRSRO TRISHNA (*Thermal Infra-Red Imaging Satellite for High-resolution Natural Resource Assessment*) dont le lancement est prévu en 2027 nous permettra d'avoir accès à des données satellitaires IRT à 60 m de résolution dans le milieu côtier afin d'avoir des informations en SST à très fine échelle dans le NGG et complémentaires des données SWOT à 250 m de résolution (e.g., Lagouarde et al., 2013; Roujean et al., 2021).

Impact de la dynamique mésoéchelle sur la biogéochimie dans le NGG :

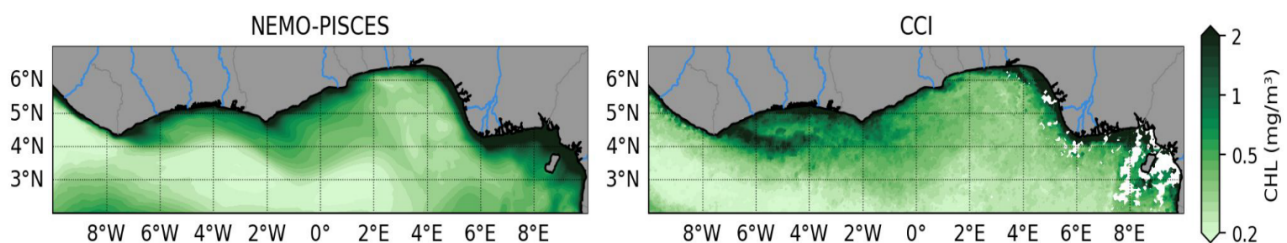


Figure VI.2 – Distribution spatiale moyennée sur la période JAS de 2011 pour les concentrations en chlorophylle de surface pour le modèle (à gauche), les données CCI (à droite).

Un autre volet dans les perspectives de mes travaux de thèse concerne le couplage entre la

dynamique de mésoéchelle (tourbillon et ondes côtières) et la biogéochimie. Une modélisation couplée Physique-biogéochimie NEMO/PISCES au $1/36^\circ$ existe déjà dans le Golfe de Guinée et donc le NGG, basée sur la simulation numérique réaliste au $1/36^\circ$ utilisée pendant ma thèse. Cette simulation couplée pourrait être exploitée afin d'analyser la réponse biogéochimique des processus mésoéchelle étudiés dans ma thèse. La simulation couplée a déjà été validée par [Mbang Es-some et al. \(2025\)](#) et plus particulièrement par [Wright \(2025\)](#) lors de son stage de M2 centré sur le NGG dont j'ai participé à l'encadrement. L'upwelling côtier du NGG en été est bien représenté en terme de chlorophylle (Figure VI.2) dans le modèle comparé aux observations satellitaires de chlorophylle (produit CCI).

Un cas d'étude de tourbillon cyclonique en juillet (Figure VI.3A, le *CJ* de l'année 2011, voir

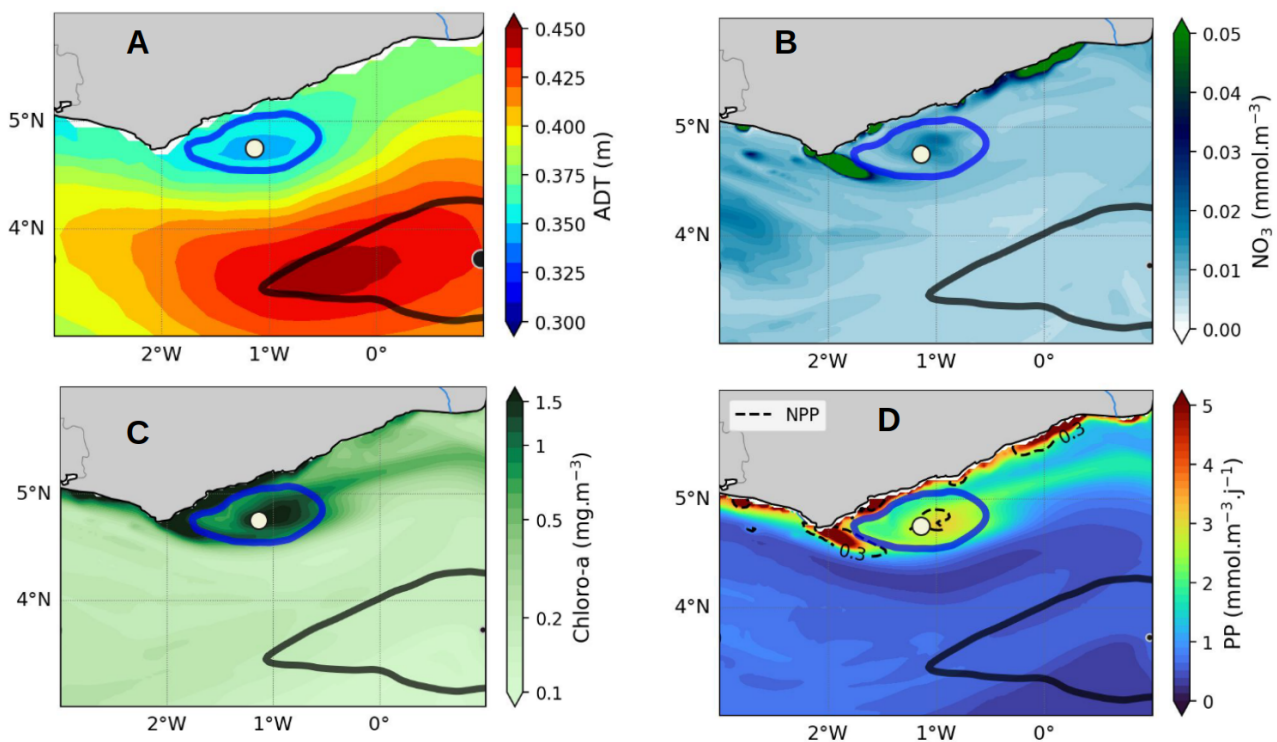


Figure VI.3 – Tourbillon cyclonique dans l'upwelling côtier du NGG au large de la côte du Ghana, le 18 juillet 2011, détecté dans : (A) la hauteur dynamique absolue (ADT) (le contour en bleu est le bord du tourbillon), (B) la concentration de surface en nitrate avec une augmentation dans le tourbillon de l'ordre de $0.01 \text{ mmolN.m}^{-3}$, (C) la concentration de surface en chlorophylle avec une augmentation dans le tourbillon de l'ordre de 1.3 mgChl.m^{-3} et (D) la production primaire (PP) et la nouvelle production primaire (NPP) avec une augmentation dans le tourbillon de l'ordre de $2 \text{ mmolC.m}^{-3}.\text{j}^{-1}$ et $0.2 \text{ mmolC.m}^{-3}.\text{j}^{-1}$, respectivement.

section V.3.1) montre son impact et interaction avec l'upwelling côtier sur les concentrations en nitrate (NO_3 , Figure VI.3B), chlorophylle (Figure VI.3C) et production primaire (PP, Figure VI.3D)

pendant la saison d'upwelling côtier dans le NGG. Un bilan de nitrate dans la couche de mélange et dans la couche euphotique met en avant l'advection verticale de nitrate comme source dominante de nitrate pendant la période du tourbillon cyclonique et son interaction avec l'upwelling côtier dans le NGG (Wright, 2025). Cet impact de la mésoéchelle sur la biogéochimie notamment sur la productivité pourrait avoir une influence sur les ressources halieutiques, notamment sur la *Sardinella aurita*, espèce la plus abondante dans le NGG (e.g., Koné et al., 2017).

Impact de la dynamique mésoéchelle sur les interactions océan-atmosphère dans le NGG :

Nous avons aussi montré dans ma thèse que les anomalies de température générées par les CTWs le long de la côte du NGG pouvaient induire des flux de chaleur à l'interface océan-atmosphère (de l'ordre de 8 W.m^{-2}); et avons effectué ces estimations dans un modèle forcé. Une perspective de mes travaux de thèse serait aussi d'utiliser un modèle couplé océan-atmosphère afin de prendre en compte de façon dynamique les interactions entre l'océan et l'atmosphère liées à la dynamique de mésoéchelle dans le NGG. En effet, des études se sont intéressées à l'impact potentiel des tourbillons et CTWs sur la SST, les flux de chaleur, l'évaporation – les vents de mousson et pluies (Liu et al., 2020; Aguedjou et al., 2023; de Coëtlogon et al., 2023; Illig & Bachèlery, 2023). Ces processus de mésoéchelle dans le NGG modulant l'upwelling côtier, pourraient avoir une influence sur les flux de chaleur et potentiellement sur les précipitations et donc sur le climat régional du NGG.

Bibliographie

- Aguedjou, Chaigneau, A., Dadou, I., Morel, Y., Baloïtcha, E., & Da-Allada, C. (2023). Imprint of mesoscale eddies on air-sea interaction in the tropical atlantic ocean. *Remote Sensing* 15(12), 3087. <https://doi.org/10.3390/rs15123087>
- Aguedjou, Dadou, I., Chaigneau, A., Moel, Y., & Alory, G. (2019). Eddies in the tropical atlantic ocean and their seasonal variability. *Geophysical Research Letters* 46(21), 12156–12164. <https://doi.org/10.1029/2019GL083925>
- Aguedjou, H. (2022). *Caractéristiques des tourbillons de mésoéchelle dans l'océan Atlantique tropical et leurs interactions avec l'atmosphère*. [Doctoral dissertation, Université Paul Sabatier - Toulouse III ; Université d'Abomey-Calavi UAC (Bénin)]. <https://theses.hal.science/tel-03729325>
- Aguedjou, H. M. A., Chaigneau, A., Dadou, I., Morel, Y., Pegliasco, C., Da-Allada, C. Y., & Baloïtcha, E. (2021). What can we learn from observed temperature and salinity isopycnal anomalies at eddy generation sites? application in the tropical atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 126(11), e2021JC017630. <https://doi.org/10.1029/2021JC017630>
- Ali, K., Kouadio, K., Zahiri, E., Aman, A., Assamoi, A., & Bourlès, B. (2011). Influence of the gulf of guinea coastal and equatorial upwellings on the precipitations along its northern coasts during the boreal summer period. *Asian journal of applied sciences* 4(3), 271–285. <https://doi.org/10.3923/ajaps.2011.271.285>
- Alory, G., Da-Allada, C. Y., Djakouré, S., Dadou, I., Jouanno, J., & Loemba, D. P. (2021). Coastal upwelling limitation by onshore geostrophic flow in the gulf of guinea around the niger river plume. *Frontiers in Marine Science* 7, 607216. <https://doi.org/10.3389/fmars.2020.607216>
- Alory, G., Delcroix, T., Téchiné, P., Diverrès, D., Varillon, D., Cravatte, S., Gouriou, Y., Grelet, J., Jacquin, S., Kestenare, É., et al. (2015). The french contribution to the voluntary observing ships network of sea surface salinity. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 105, 1–18. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2015.08.005>
- Arnold, V. I. (1965). Conditions for non-linear stability of stationary plane curvilinear flows of an ideal fluid. In *Vladimir I. Arnold-Collected Works : Hydrodynamics, Bifurcation Theory, and Algebraic Geometry 1965-1972* (pp. 19–23). Springer. https://doi.org/10.1007/978-3-642-31031-7_4
- Assassi, C., Morel, Y., Vandermeersch, F., Chaigneau, A., Pegliasco, C., Morrow, R., Colas, F., Fleury, S., Carton, X., Klein, P., et al. (2016). An index to distinguish surface-and subsurface-intensified vortices from surface observations. *Journal of Physical Oceanography* 46(8), 2529–2552. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0122.1>
- Assene, F., Koch-Larrouy, A., Dadou, I., Tchilibou, M., Morvan, G., Chanut, J., Costa da Silva, A., Vantrepotte, V., Allain, D., & Tran, T. K. (2024). Internal tides off the amazon shelf–part 1 : The importance of the structuring of ocean temperature during two contrasted seasons. *Ocean Science* 20(1), 43–67. <https://doi.org/10.5194/os-20-43-2024>

- Assene, F., Morel, Y., Delpech, A., Aguedjou, M., Jouanno, J., Cravatte, S., Marin, F., Ménesguen, C., Chaigneau, A., Dadou, I., et al. (2020). *From mixing to the large scale circulation : how the inverse cascade is involved in the formation of the subsurface currents in the gulf of guinea*, *Fluids*, 5, 1–34. <https://doi.org/10.3390/fluids5030147>
- Awo, F. M. (2018). *Modes interannuels de la variabilité climatique de l'Atlantique tropical, dynamiques oscillatoires et signatures en salinité de surface de la mer*. [Doctoral dissertation, Université Paul Sabatier - Toulouse III]. <https://theses.hal.science/tel-02316201>
- Bachèlery, M. L., Illig, S., & Dadou, I. (2016a). Interannual variability in the south-east atlantic ocean, focusing on the benguela upwelling system : Remote versus local forcing. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 121(1), 284–310. <https://doi.org/10.1002/2015JC011168>
- Bachèlery, M. L., Illig, S., & Dadou, I. (2016b). Forcings of nutrient, oxygen, and primary production interannual variability in the southeast atlantic ocean. *Geophysical Research Letters* 43(16), 8617–8625. <https://doi.org/10.1002/2016GL070288>
- Bachèlery, M. L., Illig, S., & Rouault, M. (2020). Interannual coastal trapped waves in the angola-benguela upwelling system and benguela niño and niña events. *Journal of Marine Systems* 203, 103262. <https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2019.103262>
- Benitez, C., Bidigare, R. R., Dickey, T. D., Landry, M. R., Leonard, C. L., Brown, S. L., Nencioli, F., Rii, Y. M., Maiti, K., Becker, J. W., et al. (2007). Mesoscale eddies drive increased silica export in the subtropical pacific ocean. *Science* 316(5827), 1017–1021. <https://doi.org/10.1126/science.1136221>
- Binet, D. (1997). Climate and pelagic fisheries in the canary and guinea currents 1964-1993 : The role of trade winds and the southern oscillation. In *Oceanologica Acta* (Vol. 20, pp. 177–190).
- Boutin, J., Vergely, J., Perrot, Olivier, L., Reverdin, X., & Thouvenin-Masson, C. (2022). Smosmap high resolution sss maps in regions of high variability, generated by catds cec. *SEANOE*. <https://doi.org/10.17882/90082>
- Boutin, J., Vergely, J. L., Marchand, S., d'Amico, F., Hasson, A., Kolodziejczyk, N., Reul, N., Reverdin, G., & Vialard, J. (2018). New smos sea surface salinity with reduced systematic errors and improved variability. *Remote Sensing of Environment* 214, 115–134. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2018.05.022>
- de Boyer Montégut, C., Madec, G., Fischer, A. S., Lazar, A., & Iudicone, D. (2004). Mixed layer depth over the global ocean : An examination of profile data and a profile-based climatology. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 109(C12). <https://doi.org/10.1029/2004JC002378>
- Brandt, P., Alory, G., Awo, F. M., Dengler, M., Djakouré, S., Imbol Koungue, R. A., Jouanno, J., Körner, M., Roch, M., & Rouault, M. (2023). Physical processes and biological productivity in the upwelling regions of the tropical atlantic. *Ocean Science* 19(3), 581–601. <https://doi.org/10.5194/os-19-581-2023>
- Brandt, P., Claus, M., Greatbatch, R. J., Kopte, R., Toole, J. M., Johns, W. E., & Böning, C. W. (2016). Annual and semiannual cycle of equatorial atlantic circulation associated with

- basin-mode resonance. *Journal of Physical Oceanography* 46(10), 3011–3029.
<https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0248.1>
- Brandt, P., Körner, M., Moum, J. N., Roch, M., Subramaniam, A., Czeschel, R., Krahnemann, G., Dengler, M., & Kiko, R. (2025). Seasonal productivity of the equatorial atlantic shaped by distinct wind-driven processes. *Nature Geoscience* 18(1), 84–90.
<https://doi.org/10.1038/s41561-024-01609-9>
- Bretherton, F. P. (1966). Critical layer instability in baroclinic flows. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 92(393), 325–334. <https://doi.org/10.1002/qj.49709239302>
- Brink, K. (1982). A comparison of long coastal trapped wave theory with observations off peru. *Journal of Physical Oceanography* 12(8), 897–913.
[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1982\)012<0897:ACOLCT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1982)012<0897:ACOLCT>2.0.CO;2)
- Brink, K., & Chapman, D. (1987). Programs for computing properties of coastal-trapped waves and wind-driven motions over the continental shelf and slope. woods hole oceanographic institute tech. rep. *WHOI*, 85–17.
- Burls, N., Reason, C., Penven, P., & Philander, S. (2011). Similarities between the tropical atlantic seasonal cycle and enso : An energetics perspective. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 116(C11). <https://doi.org/10.1029/2011JC007164>
- Cabos, W., de la Vara, A., & Koseki, S. (2019). Tropical atlantic variability : Observations and modeling. *Atmosphere* 10(9), 502. <https://doi.org/10.3390/atmos10090502>
- Calil, P. H., Richards, K. J., Jia, Y., & Bidigare, R. R. (2008). Eddy activity in the lee of the hawaiian islands. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography* 55(10-13), 1179–1194. <https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2008.01.008>
- Caniaux, G., Giordani, H., Redelsperger, J. L., Guichard, F., Key, E., & Wade, M. (2011). Coupling between the atlantic cold tongue and the west african monsoon in boreal spring and summer. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 116(C4). <https://doi.org/10.1029/2010JC006570>
- Chaigneau, A., Eldin, G., & Dewitte, B. (2009). Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992–2007). *Progress in Oceanography* 83(1-4), 117–123.
<https://doi.org/10.1016/j.pocean.2009.07.012>
- Chaigneau, A., Gizolme, A., & Grados, C. (2008). Mesoscale eddies off peru in altimeter records : Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns. *Progress in Oceanography* 79(2-4), 106–119. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2008.10.013>
- Chaigneau, A., Le Texier, M., Eldin, G., Grados, C., & Pizarro, O. (2011). Vertical structure of mesoscale eddies in the eastern south pacific ocean : A composite analysis from altimetry and argo profiling floats. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 116(C11).
<https://doi.org/10.1029/2011JC007134>
- Charney, J. G., & Stern, M. E. (1962). On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences* 19(2), 159–172.
[https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1962\)019<0159:OTSOIB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1962)019<0159:OTSOIB>2.0.CO;2)

- Chelton, D. B., DeSzoeke, R. A., Schlax, M. G., El Naggar, K., & Siwertz, N. (1998). Geographical variability of the first baroclinic rossby radius of deformation. *Journal of Physical Oceanography* 28(3), 433–460.
[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1998\)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2)
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., & Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in oceanography* 91(2), 167–216.
<https://doi.org/10.1016/j.pcean.2011.01.002>
- Chen, G., Han, G., & Yang, X. (2019). On the intrinsic shape of oceanic eddies derived from satellite altimetry. *Remote Sensing of Environment* 228, 75–89.
<https://doi.org/10.1016/j.rse.2019.04.011>
- Chen, G., Yang, J., & Han, G. (2021). Eddy morphology : Egg-like shape, overall spinning, and oceanographic implications. *Remote Sensing of Environment* 257, 112348.
<https://doi.org/10.1016/j.rse.2021.112348>
- Chin, T., Vazquez-Cuervo, J., & Armstrong, E. (2017). A multi-scale high-resolution analysis of global sea surface temperature. *Remote sensing of environment* 200, 154–169.
<https://doi.org/10.1016/j.rse.2017.07.029>
- Clarke, A. J. (1983). The reflection of equatorial waves from oceanic boundaries. *Journal of Physical Oceanography* 13(7), 1193–1207.
[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1983\)013<1193:TROEWF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1983)013<1193:TROEWF>2.0.CO;2)
- de Coëtlogon, G., Deroubaix, A., Flamant, C., Menut, L., & Gaetani, M. (2023). Impact of the guinea coast upwelling on atmospheric dynamics, precipitation and pollutant transport over southern west africa. *Atmospheric Chemistry and Physics* 23(24), 15507–15521.
<https://doi.org/10.5194/acp-23-15507-2023>
- Colin, C. (1988). Coastal upwelling events in front of the ivory-coast during the focal program. *Oceanologica acta* 11(2), 125–138.
- Cury, P., & Roy, C. (2002). 18 environmental forcing and fisheries resources in côte d'ivoire and ghana : Did something happen ? In *Large Marine Ecosystems* (Vol. 11, pp. 241–260). Elsevier.
[https://doi.org/10.1016/S1570-0461\(02\)80040-4](https://doi.org/10.1016/S1570-0461(02)80040-4)
- Da-Allada, C., Agada, J., Baloïtcha, E., Hounkonnou, M., Jouanno, J., & Alory, G. (2021). Causes of the northern gulf of guinea cold event in 2012. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 126(8), e2021JC017627. <https://doi.org/10.1029/2021JC017627>
- Dada, O., Almar, R., Morand, P., & Menard, F. (2021). Towards west african coastal social-ecosystems sustainability : Interdisciplinary approaches. *Ocean & Coastal Management* 211, 105746. <https://doi.org/10.1016/j.ocecoaman.2021.105746>
- Debreu, L., Marchesiello, P., Penven, P., & Cambon, G. (2012). Two-way nesting in split-explicit ocean models : Algorithms, implementation and validation. *Ocean Modelling* 49, 1–21.
<https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2012.03.003>

- Decharme, B., Delire, C., Minvielle, M., Colin, J., Vergnes, J. P., Alias, A., Saint-Martin, D., Séférian, R., Sénési, S., & Voldoire, A. (2019). Recent changes in the isba-ctrip land surface system for use in the cnrm-cm6 climate model and in global off-line hydrological applications. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* 11(5), 1207–1252. <https://doi.org/10.1029/2018MS001545>
- Delandmeter, P., & Van Sebille, E. (2019). The parcels v2. 0 lagrangian framework : new field interpolation schemes. *Geoscientific Model Development* 12(8), 3571–3584. <https://doi.org/10.5194/gmd-12-3571-2019>
- Dieng, H., Dadou, I., Leger, F., Morel, Y., Jouanno, J., Lyard, F., & Allain, D. (2019). Sea level anomalies using altimetry, model and tide gauges along the african coasts in the eastern tropical atlantic ocean : Inter-comparison and temporal variability. *Advances in Space Research* 68(2), 534–552. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.10.019>
- Ding, H., Keenlyside, N. S., & Latif, M. (2009). Seasonal cycle in the upper equatorial atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 114(C9). <https://doi.org/10.1029/2009JC005418>
- Diop, S., Arthurton, R., Scheren, P., Kitheka, J., Koranteng, K., & Payet, R. (2011). 11.13–the coastal and marine environment of western and eastern africa : challenges to sustainable management and socioeconomic development. *Treatise on Estuarine and Coastal Science. Academic Press, Waltham*, 315–335. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-374711-2.01118-9>
- Djakouré, S., Penven, P., Bourlès, B., Koné, V., & Veitch, J. (2017). Respective roles of the guinea current and local winds on the coastal upwelling in the northern gulf of guinea. *Journal of Physical Oceanography* 47(6), 1367–1387. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-16-0126.1>
- Djakouré, S., Penven, P., Bourlès, B., Veitch, J., & Koné, V. (2014). Coastally trapped eddies in the north of the g ulf of g uinea. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 119(10), 6805–6819. <https://doi.org/10.1002/2014JC010243>
- Dossa, A. N., da Silva, A. C., Hernandez, F., Aguedjou, H. M., Chaigneau, A., Araujo, M., & Bertrand, A. (2022). Mesoscale eddies in the southwestern tropical atlantic. *Frontiers in Marine Science* 9, 886617.
- d'Ovidio, F., Fernández, V., Hernández-García, E., & López, C. (2004). Mixing structures in the mediterranean sea from finite-size lyapunov exponents. *Geophysical Research Letters* 31(17). <https://doi.org/10.1029/2004GL020328>
- Drazin, P., & Howard, L. (1966). Hydrodynamic stability of parallel flow of inviscid fluid. *Advances in applied mechanics* 9, 1–89. [https://doi.org/10.1016/S0065-2156\(08\)70006-1](https://doi.org/10.1016/S0065-2156(08)70006-1)
- Ernst, P. A., Subrahmanyam, B., Morel, Y., Trott, C. B., & Chaigneau, A. (2023). Subsurface eddy detection optimized with potential vorticity from models in the arabian sea. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 40(6), 677–700. <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-22-0121.1>
- Ertel, H. (1942). On hydrodynamic eddy theorems. *Physikalische Zeitschrift* 43, 526–529.

- Faghmous, J. H., Frenger, I., Yao, Y., Warmka, R., Lindell, A., & Kumar, V. (2015). A daily global mesoscale ocean eddy dataset from satellite altimetry. *Scientific data* 2(1), 1–16. <https://doi.org/10.1038/sdata.2015.28>
- Florenchie, P., Reason, C., Lutjeharms, J., Rouault, M., Roy, C., & Masson, S. (2004). Evolution of interannual warm and cold events in the southeast atlantic ocean. *Journal of Climate* 17(12), 2318–2334. [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2004\)017<2318:EOIWAC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2004)017<2318:EOIWAC>2.0.CO;2)
- Fore, A. G., Yueh, S. H., Tang, W., Stiles, B. W., & Hayashi, A. K. (2016). Combined active/passive retrievals of ocean vector wind and sea surface salinity with smap. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 54(12), 7396–7404. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2016.2601486>
- Fu, L. L. (2009). Pattern and velocity of propagation of the global ocean eddy variability. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 114(C11). <https://doi.org/10.1029/2009JC005349>
- Gaillard, F., Diverres, D., Jacquin, S., Gouriou, Y., Grelet, J., Le Menn, M., Tassel, J., & Reverdin, G. (2015). Sea surface temperature and salinity from french research vessels, 2001–2013. *Scientific data* 2(1), 1–9. <https://doi.org/10.1038/sdata.2015.54>
- Gao, Z., Chu, X., & Chen, G. (2024). The periodic cyclonic eddy in southwestern taiwan and its interannual variation related to large-scale climate variations. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 129(7), e2023JC020818. <https://doi.org/10.1029/2023JC020818>
- Garcia, H., Boyer, T., Baranova, O., Locarnini, R., Mishonov, A., Grodsky, A. e., Paver, C., Weathers, K., Smolyar, I., Reagan, J., et al. (2019). World ocean atlas 2018 : Product documentation. A. Mishonov, Technical Editor. <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.34758.01602>
- Ghomsi, F. E., Raj, R. P., Bonaduce, A., Halo, I., Nyberg, B., Cazenave, A., Rouault, M., & Johannessen, O. M. (2024). Sea level variability in gulf of guinea from satellite altimetry. *Scientific Reports* 14(1), 4759. <https://doi.org/10.1038/s41598-024-55170-x>
- Good, S., Fiedler, E., Mao, C., Martin, M. J., Maycock, A., Reid, R., Roberts-Jones, J., Searle, T., Waters, J., While, J., et al. (2020). The current configuration of the ostia system for operational production of foundation sea surface temperature and ice concentration analyses. *Remote Sensing* 12(4), 720. <https://doi.org/10.3390/rs12040720>
- Goubanova, K., Illig, S., Machu, E., Garçon, V., & Dewitte, B. (2013). Sst subseasonal variability in the central benguela upwelling system as inferred from satellite observations (1999–2009). *Journal of Geophysical Research : Oceans* 118(9), 4092–4110. <https://doi.org/10.1002/jgrc.20287>
- Guerra, L. A. A., Paiva, A. M., & Chassignet, E. P. (2018). On the translation of agulhas rings to the western south atlantic ocean. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 139, 104–113. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2018.08.005>
- Gula, J., Blacic, T. M., & Todd, R. E. (2019). Submesoscale coherent vortices in the gulf stream. *Geophysical Research Letters* 46(5), 2704–2714. <https://doi.org/10.1029/2019GL081919>

- Gula, J., Molemaker, M., & McWilliams, J. (2015). Topographic vorticity generation, submesoscale instability and vortex street formation in the gulf stream. *Geophysical Research Letters* 42(10), 4054–4062. <https://doi.org/10.1002/2015GL063731>
- Gula, J., Molemaker, M. J., & McWilliams, J. C. (2016). Topographic generation of submesoscale centrifugal instability and energy dissipation. *Nature communications* 7(1), 12811. <https://doi.org/10.1038/ncomms12811>
- Hasson, A., Farrar, J. T., Boutin, J., Bingham, F., & Lee, T. (2019). Intraseasonal variability of surface salinity in the eastern tropical pacific associated with mesoscale eddies. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 124(4), 2861–2875. <https://doi.org/10.1029/2018JC014175>
- Hausmann, U., & Czaja, A. (2012). The observed signature of mesoscale eddies in sea surface temperature and the associated heat transport. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 70, 60–72. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2012.08.005>
- Hazeleger, W., de Vries, P., & Friocourt, Y. (2003). Sources of the equatorial undercurrent in the atlantic in a high-resolution ocean model. *Journal of Physical Oceanography* 33(4), 677–693. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2003\)33<677:SOTEUI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2003)33<677:SOTEUI>2.0.CO;2)
- Herbert, G., Bourlès, B., Penven, P., & Grelet, J. (2016). New insights on the upper layer circulation north of the gulf of guinea. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 121(9), 6793–6815. <https://doi.org/10.1002/2016JC011959>
- Holmes, R. M., Zika, J. D., Ferrari, R., Thompson, A. F., Newsom, E. R., & England, M. H. (2019). Atlantic ocean heat transport enabled by indo-pacific heat uptake and mixing. *Geophysical Research Letters* 46(23), 13939–13949. <https://doi.org/10.1029/2019GL085160>
- Huang, Liu, C., Banzon, V., Freeman, E., Graham, G., Hankins, B., Smith, T., & Zhang, H. M. (2021a). Improvements of the daily optimum interpolation sea surface temperature (doisst) version 2.1. *Journal of Climate* 34(8), 2923–2939. <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-20-0166.s1>
- Huang, M., Liang, X., Zhu, Y., Liu, Y., & Weisberg, R. H. (2021b). Eddies connect the tropical atlantic ocean and the gulf of mexico. *Geophysical Research Letters* 48(4), e2020GL091277. <https://doi.org/10.1029/2020GL091277>
- Hughes, C. W., Fukumori, I., Griffies, S. M., Huthnance, J. M., Minobe, S., Spence, P., Thompson, K. R., & Wise, A. (2019). Sea level and the role of coastal trapped waves in mediating the influence of the open ocean on the coast. *Surveys in Geophysics* 40(6), 1467–1492. <https://doi.org/10.1007/s10712-019-09535-x>
- Huthnance, J., Mysak, L., & Wang, D. P. (1986). Coastal trapped waves. *Baroclinic processes on continental shelves* 3, 1–18. <https://doi.org/10.1029/CO003p0001>
- Illig, S., & Bachèlery, M. L. (2019). Propagation of subseasonal equatorially-forced coastal trapped waves down to the benguela upwelling system. *Scientific Reports* 9(1), 5306. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-41847-1>

- Illig, S., & Bachèlery, M. L. (2023). The 2021 atlantic niño and benguela niño events : external forcings and air–sea interactions. *Climate Dynamics* 62(1), 679–702.
<https://doi.org/10.1007/s00382-023-06934-0>
- Illig, S., Bachèlery, M. L., & Lübbecke, J. F. (2020). Why do benguela niños lead atlantic niños? *Journal of Geophysical Research : Oceans* 125(9), e2019JC016003.
<https://doi.org/10.1029/2019JC016003>
- Illig, S., Cadier, E., Bachèlery, M. L., & Kersalé, M. (2018). Subseasonal coastal-trapped wave propagations in the southeastern pacific and atlantic oceans : 1. a new approach to estimate wave amplitude. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 123(6), 3915–3941.
<https://doi.org/10.1029/2017JC013539>
- Illig, S., Dewitte, B., Ayoub, N., Du Penhoat, Y., Reverdin, G., De Mey, P., Bonjean, F., & Lagerloef, G. S. (2004). Interannual long equatorial waves in the tropical atlantic from a high-resolution ocean general circulation model experiment in 1981–2000. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 109(C2). <https://doi.org/10.1029/2003JC001771>
- Illig, S., Djakouré, S., & Mitchodigni, T. (2024). Influence of the remote equatorial dynamics on the interannual variability along the northern coast of the gulf of guinea. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 129(8), e2024JC021011.
<https://doi.org/10.1029/2024JC021011>
- Imbol Koungue, R. A., & Brandt, P. (2021). Impact of intraseasonal waves on angolan warm and cold events. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 126(4), e2020JC017088.
<https://doi.org/10.1029/2020JC017088>
- Imbol Koungue, R. A., Illig, S., & Rouault, M. (2017). Role of interannual k elvin wave propagations in the equatorial atlantic on the angola benguela current system. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 122(6), 4685–4703. <https://doi.org/10.1002/2016JC012463>
- Imbol Koungue, R. A., Rouault, M., Illig, S., Brandt, P., & Jouanno, J. (2019). Benguela niños and benguela niñas in forced ocean simulation from 1958 to 2015. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 124(8), 5923–5951. <https://doi.org/10.1029/2019JC015013>
- Ingham, M. C. (1970). Coastal upwelling in the northwestern gulf of guinea. *Bulletin of Marine Science* 20(1), 1–34.
- Janicot, S., Thorncroft, C. D., Ali, A., Asencio, N., Berry, G., Bock, O., Bourlès, B., Caniaux, G., Chauvin, F., Deme, A., et al. (2008). Large-scale overview of the summer monsoon over west africa during the amma field experiment in 2006. In *Annales Geophysicae* (Vol. 26, pp. 2569–2595). <https://doi.org/10.5194/angeo-26-2569-2008>
- Johns, W. E., Lee, T. N., Schott, F. A., Zantopp, R. J., & Evans, R. H. (1990). The north brazil current retroflexion : Seasonal structure and eddy variability. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 95(C12), 22103–22120. <https://doi.org/10.1029/JC095iC12p22103>
- Jouanno, J., Marin, F., Du Penhoat, Y., Sheinbaum, J., & Molines, J. M. (2011). Seasonal heat balance in the upper 100 m of the equatorial atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 116(C9). <https://doi.org/10.1029/2010JC006912>

- Junker, T., Mohrholz, V., Schmidt, M., Siegfried, L., & van der Plas, A. (2019). Coastal trapped wave propagation along the southwest african shelf as revealed by moored observations. *Journal of Physical Oceanography* 49(3), 851–866. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-18-0046.1>
- Kilpatrick, K. A., Podestá, G., Walsh, S., Williams, E., Halliwell, V., Szczodrak, M., Brown, O., Minnett, P., & Evans, R. (2015). A decade of sea surface temperature from modis. *Remote Sensing of Environment* 165, 27–41. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2015.04.023>
- Kobayashi, S., Ota, Y., Harada, Y., Ebita, A., Moriya, M., Onoda, H., Onogi, K., Kamahori, H., Kobayashi, C., Endo, H., et al. (2015). The jra-55 reanalysis : General specifications and basic characteristics. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II* 93(1), 5–48. <https://doi.org/10.2151/jmsj.2015-001>
- Koné, V., Lett, C., Penven, P., Bourlès, B., & Djakouré, S. (2017). A biophysical model of *s. aurita* early life history in the northern gulf of guinea. *Progress in oceanography* 151, 83–96. <https://doi.org/10.1016/j.pcean.2016.10.008>
- Kopte, R., Brandt, P., Claus, M., Greatbatch, R. J., & Dengler, M. (2018). Role of equatorial basin-mode resonance for the seasonal variability of the angola current at 11 s. *Journal of Physical Oceanography* 48(2), 261–281. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0111.1>
- Körner, M., Brandt, P., Illig, S., Dengler, M., Subramaniam, A., Bachèlery, M., & Krahnemann, G. (2024). Coastal trapped waves and tidal mixing control primary production in the tropical Angolan upwelling system. *Sci Adv* 10 (4) : eadj6686. <https://doi.org/10.1126/sciadv.adj6686>
- Kubryakov, A., Puzina, O., & Mazyuk, A. (2022). Cross-slope buoyancy fluxes cause intense asymmetric generation of submesoscale eddies on the periphery of the black sea mesoscale anticyclones. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 127(6), e2021JC018189. <https://doi.org/10.1029/2021JC018189>
- Lagouarde, J. P., Bach, M., Sobrino, J. A., Boulet, G., Briottet, X., Cherchali, S., Coudert, B., Dadou, I., Dedieu, G., Gamet, P., et al. (2013). The mistigri thermal infrared project : scientific objectives and mission specifications. *International journal of remote sensing* 34(9-10), 3437–3466. <https://doi.org/10.1080/01431161.2012.716921>
- Laraque, A., Moukandi N'kaya, G. D., Orange, D., Tshimanga, R., Tshitenge, J. M., Mahé, G., Nguimalet, C. R., Trigg, M. A., Yopez, S., & Gulemvuga, G. (2020). Recent budget of hydroclimatology and hydrosedimentology of the congo river in central africa. *Water* 12(9), 2613. <https://doi.org/10.3390/w12092613>
- Large, W., & Yeager, S. (2008). The global climatology of an interannually varying air–sea flux data set. *Climate dynamics* 33, 341–364. <https://doi.org/10.1007/s00382-008-0441-3>
- Laurindo, L., Mariano, A., & Lumpkin, R. (2017). An improved near-surface velocity climatology for the global ocean from drifter observations. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 124, 73–92. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.04.009>
- Laxenaire, R., Speich, S., Blanke, B., Chaigneau, A., Pegliasco, C., & Stegner, A. (2018). Anticyclonic eddies connecting the western boundaries of indian and atlantic oceans. *Journal*

- of Geophysical Research : Oceans* 123(11), 7651–7677.
<https://doi.org/10.1029/2018JC014270>
- Leduc-Leballeur, M., de Coëtlogon, G., & Eymard, L. (2013). Air–sea interaction in the gulf of guinea at intraseasonal time-scales : wind bursts and coastal precipitation in boreal spring. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 139(671), 387–400.
<https://doi.org/10.1002/qj.1981>
- Lee, T., Fukumori, I., & Tang, B. (2004). Temperature advection : Internal versus external processes. *Journal of Physical Oceanography* 34(8), 1936–1944.
[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2004\)034<1936:TAIVEP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2004)034<1936:TAIVEP>2.0.CO;2)
- Lellouche, J. M., Eric, G., Romain, B. B., Gilles, G., Angélique, M., Marie, D., Clément, B., Mathieu, H., Olivier, L. G., Charly, R., et al. (2021). The copernicus global 1/12 oceanic and sea ice glorys12 reanalysis. *Frontiers in Earth Science* 9, 698876.
<https://doi.org/10.3389/feart.2021.698876>
- Liu, Y., & Li, X. (2023). Impact of surface and subsurface-intensified eddies on sea surface temperature and chlorophyll a in the northern indian ocean utilizing deep learning. *Ocean Science* 19(6), 1579–1593. <https://doi.org/10.5194/os-19-1579-2023>
- Liu, Y., Yu, L., & Chen, G. (2020). Characterization of sea surface temperature and air-sea heat flux anomalies associated with mesoscale eddies in the south china sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 125(4), e2019JC015470. <https://doi.org/10.1029/2019JC015470>
- Lorenz, E. N. (1955). Available potential energy and the maintenance of the general. *Tellus* 7(2). <https://doi.org/10.3402/tellusa.v7i2.8796>
- Madec, G., Bourdallé-Badie, R., Bouttier, P A., Bricaud, C., Bruciaferri, D., Calvert, D., Chanut, J., Clementi, E., Coward, A., Delrosso, D., et al. (2017). Nemo ocean engine.
- Madec, G., Bourdallé-Badie, R., Bouttier, P A., Bricaud, C., Bruciaferri, D., Calvert, D., Chanut, J., Clementi, E., Coward, A., Delrosso, D., et al. (2023). Nemo ocean engine.
<https://doi.org/10.5281/zenodo.6334656>
- Marchal, E., & Picaut, J. (1977). Repartition et abondance evaluatees par echointegration des poissons du plateau ivoiro-ghanéen en relation avec les upwellings locaux.
- Marks, K., Commission, I. O., et al. (2019). The iho-ioc gebco cook book.
<https://doi.org/10.25607/OBP-709>
- Martín-Rey, M., & Lazar, A. (2019). Is the boreal spring tropical atlantic variability a precursor of the equatorial mode? *Climate Dynamics* 53(3), 2339–2353.
<https://doi.org/10.1007/s00382-019-04851-9>
- Matsuno, T. (1966). Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II* 44(1), 25–43.
https://doi.org/https://doi.org/10.2151/jmsj1965.44.1_25

- Mbang Essome, L., Alory, G., Da-Allada, C., Dadou, I., Ngakala, R., & Morvan, G. (2025). Physical and biological processes driving seasonal variability of nitrate budget and biological productivity in the congolese upwelling system. *Journal of Geophysical Research : Oceans (In Prep)*.
- McGillicuddy. (2016). Mechanisms of physical-biological-biogeochemical interaction at the oceanic mesoscale. *Annual Review of Marine Science* 8, 125–159. <https://doi.org/10.1146/annurev-marine-010814-015606>
- Meynadier, R., de Coëtlogon, G., Leduc-Leballeur, M., Eymard, L., & Janicot, S. (2016). Seasonal influence of the sea surface temperature on the low atmospheric circulation and precipitation in the eastern equatorial atlantic. *Climate dynamics* 47, 1127–1142. <https://doi.org/10.1007/s00382-015-2892-7>
- Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., & Dewar, W. K. (2015). Submesoscale instability and generation of mesoscale anticyclones near a separation of the california undercurrent. *Journal of Physical Oceanography* 45(3), 613–629. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0225.1>
- Moore, D., Hisard, P., McCreary, J., Merle, J., O'Brien, J., Picaut, J., Verstraete, J. M., & Wunsch, C. (1978). Equatorial adjustment in the eastern atlantic. *Geophysical Research Letters* 5(8), 637–640. <https://doi.org/10.1029/GL005i008p00637>
- Morel, Y., Gula, J., & Ponte, A. (2019). Potential vorticity diagnostics based on balances between volume integral and boundary conditions. *Ocean Modelling* 138, 23–35. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2019.04.004>
- Morel, Y., & McWilliams, J. (2001). Effects of isopycnal and diapycnal mixing on the stability of oceanic currents. *Journal of physical oceanography* 31(8), 2280–2296. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<2280:EOIADM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<2280:EOIADM>2.0.CO;2)
- Morel, Y., Morvan, G., Benshila, R., Renault, L., Gula, J., & Auclair, F. (2023). An “objective” definition of potential vorticity. generalized evolution equation and application to the study of coastal upwelling instability. *Ocean Modelling* 186, 102287. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2023.102287>
- Morel, Y., & Thomas, L. N. (2009). Ekman drift and vortical structures. *Ocean Modelling* 27(3-4), 185–197. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.01.002>
- Morel, Y. G., Darr, D. S., & Talandier, C. (2006). Possible sources driving the potential vorticity structure and long-wave instability of coastal upwelling and downwelling currents. *Journal of physical oceanography* 36(5), 875–896. <https://doi.org/10.1175/JPO2899.1>
- Morlière, A. (1970). Les saisons marines devant abidjan. *Doc. Scient. Centre Rech. Océanogr. Abidjan* 1(2), 1–15.
- Morrow, R., Fu, L. L., Arduin, F., Benkiran, M., Chapron, B., Cosme, E., d'Ovidio, F., Farrar, J. T., Gille, S. T., Lapeyre, G., et al. (2019). Global observations of fine-scale ocean surface topography with the surface water and ocean topography (swot) mission. *Frontiers in Marine Science* 6, 232. <https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00232>

- Morrow, R., & Le Traon, P. Y. (2012). Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry. *Advances in Space Research* 50(8), 1062–1076.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.09.033>
- Müller, P. (2006). *The equations of oceanic motions*. Cambridge University Press.
- Nakamura, N. (1995). Modified lagrangian-mean diagnostics of the stratospheric polar vortices. part i. formulation and analysis of gfdl skyhi gcm. *Journal of Atmospheric Sciences* 52(11), 2096–2108. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1995\)052<2096:MLMDOT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1995)052<2096:MLMDOT>2.0.CO;2)
- Napolitano, D. C., Alory, G., Dadou, I., Morel, Y., Jouanno, J., & Morvan, G. (2022). Influence of the gulf of guinea islands on the atlantic equatorial undercurrent circulation. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 127(9), e2021JC017999.
<https://doi.org/10.1029/2021JC017999>
- Napolitano, D. C., da Silveira, I., Tandon, A., & Calil, P. H. (2021). Submesoscale phenomena due to the brazil current crossing of the vitória-trindade ridge. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 126(1), e2020JC016731. <https://doi.org/10.1029/2020JC016731>
- Napolitano, D. C., da Silveira, I. C., Rocha, C. B., Flierl, G. R., Calil, P. H., & Martins, R. P. (2019). On the steadiness and instability of the intermediate western boundary current between 24 and 18 s. *Journal of Physical Oceanography* 49(12), 3127–3143.
<https://doi.org/10.1175/JPO-D-19-0011.1>
- Ni, Q., Zhai, X., Wang, G., & Marshall, D. P. (2020). Random movement of mesoscale eddies in the global ocean. *Journal of Physical Oceanography* 50(8), 2341–2357.
<https://doi.org/10.1175/JPO-D-19-0192.1>
- Nichols, C. R., & Raghukumar, K. (2020). *Marine environmental characterization*. Morgan & Claypool Publishers.
- Oliveira, L. R., Piola, A. R., Mata, M. M., & Soares, I. D. (2009). Brazil current surface circulation and energetics observed from drifting buoys. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 114(C10). <https://doi.org/10.1029/2008JC004900>
- Pegliasco, C., Chaigneau, A., & Morrow, R. (2015). Main eddy vertical structures observed in the four major eastern boundary upwelling systems. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 120(9), 6008–6033. <https://doi.org/10.1002/2015JC010950>
- Pegliasco, C., Chaigneau, A., Morrow, R., & Dumas, F. (2021). Detection and tracking of mesoscale eddies in the mediterranean sea : A comparison between the sea level anomaly and the absolute dynamic topography fields. *Advances in Space Research* 68(2), 401–419.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.03.039>
- Philander, S. (1979). Equatorial waves in the presence of the equatorial undercurrent. *Journal of Physical Oceanography* 9(2), 254–262.
[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1979\)009<0254:EWITPO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1979)009<0254:EWITPO>2.0.CO;2)
- Picaut, J. (1983). Propagation of the seasonal upwelling in the eastern equatorial atlantic. *Journal of Physical Oceanography* 13(1), 18–37.
[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1983\)013<0018:POTSUI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1983)013<0018:POTSUI>2.0.CO;2)

- Polo, I., Lazar, A., Rodriguez-Fonseca, B., & Arnault, S. (2008). Oceanic kelvin waves and tropical atlantic intraseasonal variability : 1. kelvin wave characterization. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 113(C7). <https://doi.org/10.1029/2007JC004495>
- Rayleigh, L. (1880). On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proceedings of the London Mathematical Society* 1(1), 57–72.
- Roca, R., Berges, J. C., Brogniez, H., Capderou, M., Chambon, P., Chomette, O., Cloché, S., Fiolleau, T., Jobard, I., Lémond, J., et al. (2010). On the water and energy cycles in the tropics. *Comptes Rendus. Géoscience* 342(4-5), 390–402.
<https://doi.org/10.1016/j.crte.2010.01.003>
- Rouault, M., Illig, S., Bartholomae, C., Reason, C., & Bentamy, A. (2007). Propagation and origin of warm anomalies in the angola benguela upwelling system in 2001. *Journal of Marine Systems* 68(3-4), 473–488. <https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2006.11.010>
- Rouault, M., Illig, S., Lübbecke, J., & Koungue, R. A. I. (2018). Origin, development and demise of the 2010–2011 benguela niño. *Journal of Marine Systems* 188, 39–48.
<https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2017.07.007>
- Roujean, J. L., Bhattacharya, B., Gamet, P., Pandya, M., Boulet, G., Oliosio, A., Singh, S., Shukla, M., Mishra, M., Babu, S., et al. (2021). Trishna : an indo-french space mission to study the thermography of the earth at fine spatio-temporal resolution. In *2021 IEEE International India Geoscience and Remote Sensing Symposium (InGARSS)* (pp. 49–52).
<https://doi.org/10.1109/InGARSS51564.2021.9791925>
- Schneider, T., Held, I. M., & Garner, S. T. (2003). Boundary effects in potential vorticity dynamics. *Journal of the atmospheric sciences* 60(8), 1024–1040.
[https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2003\)60<1024:BEIPVD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2003)60<1024:BEIPVD>2.0.CO;2)
- Shee, A., Sil, S., & Deogharia, R. (2024). Three-dimensional characteristics of mesoscale eddies in the western boundary current region of the bay of bengal using roms-npzd. *Dynamics of Atmospheres and Oceans* 105, 101424. <https://doi.org/10.1016/j.dynatmoce.2023.101424>
- Sohou, Z., Koné, V., Da-Allada, Y., Djakouré, S., Bourlès, B., Racape, V., Degbe, G., & Adje, C. (2020). Seasonal and inter-annual onset sea surface temperature variability along the northern coast of the gulf of guinea. *Regional Studies in Marine Science* 35, 101129.
<https://doi.org/10.1016/j.rsma.2020.101129>
- Solomon. (1991). Psd computations using welch’s method. *NASA STI/Recon Technical Report N 92*, 23584. <https://doi.org/10.2172/5688766>
- Stramma, L., & Schott, F. (1999). The mean flow field of the tropical atlantic ocean. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography* 46(1-2), 279–303.
[https://doi.org/10.1016/S0967-0645\(98\)00109-X](https://doi.org/10.1016/S0967-0645(98)00109-X)
- Sultan, B., & Janicot, S. (2003). The west african monsoon dynamics. part ii : The “preonset” and “onset” of the summer monsoon. *Journal of climate* 16(21), 3407–3427.
[https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2003\)016<3407:TWAMDP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2003)016<3407:TWAMDP>2.0.CO;2)

- Tchilibou, M., Carrere, L., Lyard, F., Ubelmann, C., Dibarboure, G., Zaron, E. D., & Arbic, B. K. (2025). Internal tides off the amazon shelf in the western tropical atlantic : Analysis of swot cal/val mission data. *Ocean Science* 21(1), 325–342. <https://doi.org/10.5194/os-21-325-2025>
- Thiam, A. K., Alory, G., Dadou, I., Napolitano, D., Aguedjou, H. M. A., Cardot, C., Morvan, G., Morel, Y., & Jouanno, J. (2024). Mesoscale dynamics and its interaction with coastal upwelling in the northern gulf of guinea. *Frontiers in Marine Science* 11, 1500753. <https://doi.org/10.3389/fmars.2024.1500753>
- Thiam, A. K., Dadou, I., Rodrigue Anicet, I. K., Illig, S., Brandt, P., Alory, G., & Morvan, G. (2025). Impact of intraseasonal coastal trapped waves on upwelling in the northern gulf of guinea. *Journal of Geophysical Research : Oceans (In review)*.
- Thomas, L. N. (2005). Destruction of potential vorticity by winds. *Journal of physical oceanography* 35(12), 2457–2466. <https://doi.org/10.1175/JPO2830.1>
- Torrence, & Compo. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological society* 79(1), 61–78. [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1998\)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1998)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2)
- Tréguier, A. M., Deshayes, J., Lique, C., Dussin, R., & Molines, J. M. (2012). Eddy contributions to the meridional transport of salt in the north atlantic. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 117(C5). <https://doi.org/10.1029/2012JC007927>
- Trenberth, K. E., & Fasullo, J. T. (2017). Atlantic meridional heat transports computed from balancing earth's energy locally. *Geophysical Research Letters* 44(4), 1919–1927. <https://doi.org/10.1002/2016GL072475>
- Tsujino, H., Urakawa, S., Nakano, H., Small, R. J., Kim, W. M., Yeager, S. G., Danabasoglu, G., Suzuki, T., Bamber, J. L., Bentsen, M., et al. (2018). Jra-55 based surface dataset for driving ocean–sea-ice models (jra55-do). *Ocean Modelling* 130, 79–139. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2018.07.002>
- Vallis, G. K. (2017). *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*. Cambridge University Press.
- Wang, B. (2002). Kelvin waves. *Encyclopedia of atmospheric sciences* 1062.
- Wang, J., Lucas, A. J., Stalin, S., Lankhorst, M., Send, U., Schofield, O., Kachelein, L., Haines, B., Meinig, C., Pinkel, R., et al. (2025). Swot mission validation of sea surface height measurements at sub-100 km scales. *Geophysical Research Letters* 52(11), e2025GL114936. <https://doi.org/10.1029/2025GL114936>
- Welch. (1967). The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics* 15(2), 70–73. <https://doi.org/10.1109/TAU.1967.1161901>
- Wiafe, G., Yaqub, H. B., Mensah, M. A., & Frid, C. L. (2008). Impact of climate change on long-term zooplankton biomass in the upwelling region of the gulf of guinea. *ICES Journal of Marine Science* 65(3), 318–324. <https://doi.org/10.1093/icesjms/fsn042>

- Winters, K. B., & D'Asaro, E. A. (1996). Diascalar flux and the rate of fluid mixing. *Journal of Fluid Mechanics* 317, 179–193. <https://doi.org/10.1017/S0022112096000717>
- Wright, A. (2025). *Interactions entre l'upwelling côtier et la dynamique des tourbillons : implications biogéochimiques dans le nord du golfe de Guinée* [Master dissertation].
- Xu, W., Wang, G., Cheng, X., Xing, X., Qin, J., Zhou, G., Jiang, L., & Chen, B. (2023). Mesoscale eddy modulation of subsurface chlorophyll maximum layers in the south china sea. *Journal of Geophysical Research : Biogeosciences* 128(11), e2023JG007648. <https://doi.org/10.1029/2023JG007648>
- Zhang, G., & Cook, K. H. (2014). West african monsoon demise : Climatology, interannual variations, and relationship to seasonal rainfall. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 119(17), 10–175. <https://doi.org/10.1002/2014JD022043>

Titre : Dynamique de mésoéchelle et interaction avec un upwelling côtier : cas d'étude au nord du Golfe de Guinée

Mots clés : Dynamique mésoéchelle, Tourbillon, Onde côtière piégée, Upwelling, Golfe de Guinée, modélisation numérique

Résumé : Cette thèse s'intéresse à la dynamique de mésoéchelle et son impact sur l'upwelling côtier dans le nord du Golfe de Guinée (NGG). Deux aspects de cette dynamique sont étudiés : la dynamique non linéaire associée aux tourbillons et la dynamique linéaire intra-saisonnière liée aux ondes de Kelvin équatoriales (EKWs) et aux ondes côtières piégées (CTWs) forcées depuis l'équateur. L'étude repose principalement sur une simulation régionale réaliste à haute résolution ($1/36^\circ$) du modèle NEMO couvrant la période 2007–2017, validée avec des observations satellites et in situ. Le modèle reproduit correctement les caractéristiques physiques et dynamiques du NGG, notamment durant la saison d'upwelling (juillet–octobre, JASO). La détection des tourbillons a permis d'identifier 38 trajectoires cycloniques et 35 anticycloniques dans le modèle, contre 22 et 34 à partir de l'altimétrie. Les cyclones se forment près des cellules d'upwelling (Côte d'Ivoire, Ghana), tandis que les anticyclones apparaissent plus au large. Les rayons moyens des cyclones et anticyclones sont respectivement de 95 km et 125 km, pour des durées de vie de l'ordre du mois et des amplitudes de 1 à 2 cm. La quasi-totalité (98 %) des anticyclones simulés résultent d'instabilités barotropes, alors que 26 % des cyclones sont liés à des instabilités baroclines. De plus, les cyclones formés dans la cellule d'upwelling du Ghana naissent en début (juillet) et en fin (septembre–octobre) de saison d'upwelling. Deux cas représentatifs étudiés en 2016 par analyse lagrangienne du bilan de vorticité potentielle, montrent que le mélange diapycnal est le mécanisme dominant de génération de ces tourbillons. Pour évaluer un potentiel impact des tourbillons sur l'upwelling côtier, un cyclone de surface quasi stationnaire (14 juillet–13 août 2016) détecté au Ghana, est étudié. Avec un rayon de 73 km et une amplitude de 2 cm, ce cyclone piège des eaux initialement froides (23 °C) et salées (35.6) issues des cellules d'upwelling. Ensuite, ces eaux se réchauffent et se dessalent progressivement en se mélangeant avec les eaux du large. Ce cyclone présente un double effet : (i) du 14 au 26 juillet, il renforce l'upwelling en advectant les eaux froides vers le large; (ii) du 27 juillet à sa dissipation, il l'inhibe en ramenant vers la côte des eaux plus chaudes. Ainsi, à l'échelle intra-saisonnière, les tourbillons peuvent renforcer ou affaiblir l'upwelling côtier. La dynamique linéaire des EKWs et CTWs intra-saisonnières est également étudiée. L'analyse fréquentielle de l'anomalie du niveau de la mer (SLA) dans les guides d'ondes équatorial, Biafra et NGG montre que l'essentiel de l'énergie intra-saisonnière est concentré dans la bande 40–80 jours, avec un maximum autour de 58 jours. Les EKWs se propagent vers l'est à $1.28 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, puis une partie de leur énergie se transforme en CTWs se propageant vers le nord à $0.85 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les CTWs de downwelling atteignent la cellule d'upwelling du Ghana environ 22 jours après le pic des EKWs de downwelling   0°E , générant une anomalie de SLA $> 1 \text{ cm}$ et un réchauffement de 0.5°C près de la thermocline et 0.3°C   la base de la couche de mélange. L'anomalie de température de surface de l'océan associée, reste faible à cause des pertes de chaleur vers l'atmosphère ($8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). Le bilan thermique dans la cellule d'upwelling du Ghana indique que 92 % du réchauffement en subsurface sont expliqués par l'advection verticale. Dans l'advection verticale, 63 % sont dues à l'advection de la température basse fréquence par l'anomalie de vitesse verticale induite par la CTW, et les 37 % restants proviennent de l'advection de l'anomalie de température associée à la CTW par la vitesse verticale basse fréquence. En Côte d'Ivoire, la signature de la CTW de downwelling est modul e par son interaction avec un tourbillon anticyclonique préexistant.

Cette thèse met en évidence le rôle clé des tourbillons et des ondes dans la variabilité intra-saisonnière de l'upwelling dans le NGG.

Title: Mesoscale Dynamics and Interaction with a Coastal Upwelling: A Case Study in the Northern Gulf of Guinea

Key words: Mesoscale Dynamics, Eddy, Coastal trapped wave, Upwelling, Gulf of Guinea, Numerical modelling

Abstract: This thesis investigates mesoscale dynamics and its impact on coastal upwelling in the northern Gulf of Guinea (NGG). Two key aspects are addressed : the nonlinear dynamics associated with mesoscale eddies and the intra-seasonal linear dynamics related to equatorial Kelvin waves (EKWs) and coastal trapped waves (CTWs) forced from the equator. The study relies on a high-resolution ($1/36^\circ$) realistic regional simulation with the NEMO model covering 2007–2017, validated against satellite and in situ observations. The model accurately reproduces the main physical and dynamical features of the region, particularly during the main upwelling season (July–October, JASO). Eddy detection identified 38 cyclonic and 35 anticyclonic trajectories in the model, compared to 22 and 34 from altimetry. Cyclones mainly form near the Ivorian and Ghanaian upwelling cells, while anticyclones occur farther offshore. Mean radii are 95 km for cyclones and 125 km for anticyclones, with lifetimes of about one month and amplitudes of 1–2 cm. Almost all (98 %) simulated anticyclones result from barotropic instabilities, whereas 26 % of cyclones are linked to baroclinic instabilities. In the Ghanaian upwelling cell, cyclones form primarily at the beginning (July) and end (September–October) of the upwelling season. Two representative cases analyzed in 2016 using a Lagrangian potential vorticity budget, show that diapycnal mixing is the dominant generation mechanism. To assess eddy potential influence on upwelling, a quasi-stationary surface cyclone (July 14–August 13, 2016) detected in the Ghanaian upwelling cell, is studied. With a radius of 73 km and amplitude of 2 cm, this cyclone traps cold (23 °C), salty (35.6) waters from the upwelling cells. These waters gradually warmed and freshened through mixing with offshore waters. This eddy had a dual effect : (i) from July 14–26, it reinforced upwelling by exporting cold water offshore ; (ii) from July 27 until dissipation, it weakened upwelling by advecting warm offshore waters toward the coast. Thus, at intra-seasonal scales, eddies can either strengthen or inhibit coastal upwelling. The linear dynamics of intra-seasonal EKWs and CTWs is also examined. Frequency analysis of sea level anomalies (SLA) in equatorial, Biafra, and NGG waveguides revealed that most intra-seasonal energy is concentrated within the 40–80 day band, peaking near 58 days. EKWs propagate eastward along the equator at phase speed of $1.28 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, with part of their energy transforming into CTWs propagating northward a long the coast at phase speed of $0.85 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Downwelling CTWs reach the Ghana upwelling cell about 22 days after the downwelling EKWs peak at 0°E , generating SLA anomalies $> 1 \text{ cm}$ and subsurface warming up to 0.5°C near the thermocline and 0.3°C at the mixed layer base. The associated sea surface temperature anomaly remains weak due to surface heat loss to the atmosphere ($8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). The heat budget in the Ghanaian upwelling cell indicates that 92 % of subsurface warming is due to vertical advection. Of this, 63 % result from low-frequency temperature advected by CTW-induced vertical velocity, while the remaining 37 % arises from CTW-induced temperature advected by low-frequency vertical velocity. In Côte d'Ivoire, the signature of the downwelling CTW is modulated by its interaction with a pre-existing anticyclonic eddy.

This thesis highlights the key role of mesoscale dynamics, both eddy-driven and wave-driven, in shaping the intra-seasonal variability of the coastal upwelling in the northern Gulf of Guinea.